

地震

第 2 輯

第 8 卷 第 1 號

昭和 30 年

論 說

余震をともしう地震の大きさの下限について.....	浅田 敏..	1
褶曲した地表に於ける弾性波の反射	佐藤 良輔..	8
電磁地震計と電流計とを直結した場合の Coupling の影響について..	田治米鏡二..	23
震央決定のための新しいノモグラフ	宮本 貞夫..	34
弾性論と地球内部の弾性的性質 (II)	島 通保..	38
地震前後の地殻の歪の観測	小沢 泉夫..	45
深発地震の走時偏倚について	玉城 逸夫..	48

寄 書

石本一飯田の統計式における最大振幅指数の推計的計算例 (II)	神村 三郎..	55
自動的に自己相関係数を計算するリレー計算器	安芸 敬一..	56

地震時報	58
学会記事	59

地震学会

地震学会々則

1. 本会は地震およびこれに関連する諸現象の研究並びにその応用に関する知識を交換、普及し震火災防止に貢献することを目的とする。
2. 本会は地震学会と称して、事務所を東京大学地球物理学教室におく。
3. 本会はその目的を達するため下記の事業を行う。
 - (i) 通常総会および臨時総会
 - (ii) 学術講演会
 - (iii) 会誌「地震」の発行
 - (iv) 其他必要なる事業
 通常総会は毎年必ず1回適当な時期に行い、臨時総会は委員5名以上あるいは会員30名以上の請求のあつた時に開く。総会の成立は普通会员 1/5 以上の出席(委任状を含む)を要する。
4. 本会々員は名誉会員、普通会员、購読会員、及び賛助会員とする。会員となろうとする者は会費1ヶ年分をそえて本会事務所へ申込むものとする。
5. 地方あるいは特別の機関等に支部をおくことができる。
6. 委員長1名、委員若干名をおく。
7. 委員長は本会を代表し、各委員は編輯、庶務、会計等の事務を分担し、そのために若干名の幹事をおくことが出来る。幹事は委員長が委嘱する。
8. 本会には顧問若干名をおくことができる。
9. 委員は普通会员の互選によつて選出する。委員長は委員の互選による。委員長及び委員の任期は1年とし、再選をさまたげない。
10. 委員及び委員長の更迭期を3月末とする。途中補欠として加つたものの任期は前任者の残存期間とする。

附 則

1. 普通会员、購読会員の会費は1年 400 円とする。
2. 会費年1口 (10000 円) 以上をおさめたものを賛助会員とする。
3. 支部のないときは連絡幹事をおく。連絡幹事は委員長が委嘱する。
4. 本会則は総会 (又は臨時総会) に於て出席会員の過半数の賛成により改訂又は附加することが出来る。

委 員 (1955 年 3 月選出)

委員長	松沢 武雄				
委 員	飯田 汲事(名古屋大)	萩原 尊礼(東大)	西村 英一(京大)	細山謙之輔(京大)	
	本多 弘吉(北大)	和達 清夫(中央気)	河 角 広(東大)	笠原 慶一(東大)	
	吉川 宗治(京大)	吉山 良一(東大)	高木 章雄(東北大)	竹 内 均(東大)	
	田治米鏡二(秋田大)	坪井 忠二(東大)	村内 必典(科博)	宇佐美龍夫(中央気)	
	井上 宇胤(中央気)	小沢 泉夫(京大)	松沢 武雄(東大)	田 望(東大)	
	浅田 敏(東大)	浅野 周三(東大)	安芸 敬一(東大)	佐久間修三(北大)	
	佐々 憲三(京大)	鷺坂 清信(地震観)	三木 晴男(京大)	島津 康男(名古屋大)	
	広野 卓蔵(中央気)	末広 重二(地震観)	鈴木 次郎(東北大)	(イロハ順)	
庶務係幹事	笠原 慶一・吉川 宗治・村内 必典・田 望・浅田 敏・佐久間修三・島津 康男・鈴木 次郎・広野 卓蔵(地球物理学連合連絡幹事) (イロハ順)				
会計係幹事	細山謙之輔・高木 章雄・宇佐美龍夫・井上 宇胤・浅野 周三・佐久間修三・島津 康男・末広 重二 (イロハ順)				
会計監査	飯田 汲事・田治米鏡二 (イロハ順)				
編集係幹事	竹 内 均・宇佐美龍夫・安芸 敬一・佐久間修三・三木 晴男・島津 康男・鈴木 次郎 (イロハ順)				
編集委員会委員	飯田 汲事・本多 弘吉・和達 清夫・河 角 広・坪井 忠二・井上 宇胤・松沢 武雄・佐々 憲三 (イロハ順)				
顧問	中村左衛門太郎・北沢 五郎				

余震をともなり地震の大きさの下限について

東京大学理学部地球物理学教室 浅田 敏

(昭和 29 年 11 月 1 日受理)

On Lower Limit of the Magnitude of Earthquakes Accompanied by Aftershocks

Toshi ASADA

Geophysical Institute, Tokyo Univ.

(Received November 1, 1954)

It is well known that big earthquakes are always accompanied by many aftershocks, but aftershocks are not registered after small ones. However, strictly speaking, we know little about the boundary in magnitude between the earthquakes accompanied by aftershocks and the ones not accompanied by them. In this paper the present author studied this problem. The materials used are the data of the earthquakes occurring in Kanto District, JAPAN. The results are shown in the following table.

Magnitude	Percentage of earthquakes accompanied by aftershocks*
$5.85 > M \geq 5.35$	2~3%
$6.35 > M \geq 5.35$	5~6%
$6.85 > M \geq 6.35$	30%
$7.35 > M \geq 6.85$	50%

* felt earthquakes.

§ 1. 大きな地震のあとに続いて余震が起ると云うことは誰でも知つて居る。最初の最も烈しい振動について次々と起る地震を余震となづけて居る。しかしこれでは余震の定義としては莫然とし過ぎて居る。少くともあまりとびはなれた所に震源のある地震は余震の仲間に入れるわけには行かない。余震と云うものは“感じ”ではかなりはつきりしたものであるにも不拘、今のところ科学的に明快な定義を下すことは出来ない。本震と余震との地球物理的な関係については未だあまり分つて居ないから。

余震については目下の処地震学はこの程度の段階にあるので、“beschreibende Wissenschaft”的な研究が行われる必要がある。すでに知られて居る事実としては、

本震の震源の片側に余震は群発する、と云うことや、

あるいくつかの大地震について調べてみると、余震のエネルギーの総和は本震のエネルギーに匹敵する。

と云う様なことがあるが、余震発生に関する定性的な知識として“双曲線公式”とともに注目すべきであろう。

$M_K > 5$ の地震はすべて余震をともなつて居る様であるが、規模の小さい地震は余震をともなわないものが多い。ここに“どの程度の規模をもつ地震から余震をともないはじめるのであろうか?”と云う問題が成立する。この問題については今日まであまり組織的に調べられた例はないので、1924~1940 の間に関東地方に発生した地震について調査して見ることにした。この期間に関東地方に発生した地震の内、東京で有感であつたものは“震研観測報告”に記載されて居る。

§ 2. ISHIMOTO 及び IIDA 両氏は 1 秒・400 倍の地震計を用いて本郷で常時観測を行つた(1935 XI—1938 X)。この観測の一つの目的は、どの程度の規模の地震から余震をともなうか?と云う問題を明らかにすることにあつた様であるが、論文中にその結論はあたえられて居ない。唯余震をともなつたものとして次の 5 ケが挙げられてある。

- 1) 1936 年 12 月 新 島
- 2) 1937 年 10 月 犬吠岬沖 (No. 26)*
- 3) 1938 年 2 月 川 越 (No. 4)*
- 4) 1938 年 5 月 塩屋岬沖 (No. 13)*
- 5) 1938 年 10 月 犬吠岬沖 (No. 38)*

この内 1) は震研観測表には記載されて居ない。3) は震研観測表中には“余震”はなく又 IIDA の論文中の表にも“余震”はみあたらない。4) は遠方のため余震の内東京で有感のものはなかつた。

§ 3. 震研観測報告に記載された地震の内から“余震”をともなうものをえらび出すために、一応の基準を定めなくてはならない。物理的な関係を想像して定義を下すことは記述的科学としては不都合であるので、一応時間的にも空間的にもある地震に近接して居るのをその地震の“余震”として取り出すことにする。近接の程度は大体「24 h, 20 km」に取つてあるが、夫々の例については後述の表を見れば明らかである。P-S の差異も参照してある。

観測表から後述の表に記載してある“余震”を選び出したのであるが、選出にあつて困難を生じたもの、すなわち基準すれすれのものは少い。大部分のものは“余震”であることが一応はつきりして居り、疑わしいものは少なかつた。この論文で目的とした様な研究にはこの点が重要であり余震と非余震のさかい目及至は区別を定量的に明らかにする様な統計法の工

* 震研観測報告中での番号

夫をするのが望ましい。地震は M_K によつて分類されて居る。結果を簡単に現わせば第 I 表の通りである。

Table I

地震の規模	期間中の数	余震をともなつたもの
$5 > M_K \geq 4$	4	2
$4 > M_K \geq 3$	17	5
$3 > M_K \geq 2$	54	4
$2 > M_K \geq 1$	159	4

Table II

The List of Earthquakes having occurred during the period of 1924 and 1940 in Kanto District

$5 > M_K \geq 4$		
Year	Date	No.
1924	I 15	5
1931	IX 21	61 *
1938	II 7	4
1938	V 23	13 *
$4 > M_K \geq 3$		
1924	VIII 6	49
	IX 18	53
1926	VIII 3	49
	XII 13	63
1927	VII 30	27
	VIII 11	47
1928	V 21	30 *
1930	V 1	18 *
	VI 1	31
1931	VI 9	31
	VI 17	34 *
1935	IV 12	28
1936	IV 8	27
1937	X 17	26 *
1938	IX 22	37
	X 29	38 *
1940	VI 12	17

* 余震をともなつたもの
Earthquake accompanied by aftershocks.

大きい地震ほど総数にくらべて“余震”

をともなうものの割合が多い。

この期間中に発生した地震の内 $M_K \geq 3$ のものはその日時及番号を第 II 表に与えてあり、 $3 > M_K \geq 2$ に属するものは年度と番号のみを第 III 表に示してある。

Table III

The List of Earthquakes having occurred during the period of 1924 and 1940 in Kanto District

$3 > M_K \geq 2$	
Year	No.
1924	6, 29, 47.
25	4, 9.
26	29, 30, 33. *
27	37, 59.
28	1, 10, 16, 63.
29	16, 17, 31.
30	20, 36.
31	6, 12, 42, 45, 48, 54, 57.
32	6, 9, 15, 22, 57, 58.
33	6, 9, 15, 58.
34	5*, 30, 32, 33, 46.
35	15, 56, 63, 65, 67.
36	
37	14, 21.*
38	16, 19.
39	9, 44.
40	24, 37.

* 余震をともなつたもの
Earthquake with aftershocks.

余震をともなつた地震及びその余震の詳細は第 IV 表、第 V 表、第 VI 表に示しており、その震源の位置は第 1 図に示してあ

る. 本論文の主な内容は此等の表及び図につきて居る.

Table IV.
The List of Earthquakes ($5 > M_K \geq 3$) and their Aftershocks

Year	No.	Date	M_K	$P-S$ (at Hongo)	Hypocenter	Depth	
1928	30	V 21	3.4	8.9 sec	140°9.4' E 35°35.1' N	63 km	} The Aftershocks of No. 30
	31	V 21	1.5	9.4	140°10.8' E 35°30'.5 N	68	
	32	V 21	0.5	9.4	140°11.0' E 35°27.3' N	66	
1930	18	V 1	3.1	13.1	140°51.2' E 35°36.4' N	46	} The Aftershock of No. 18
	19	V 1	1.0	12.2	140°45.3' E 35°36.2' N		
1931	34	VI 17	3.5	6.8	139.53° E 35.74° N	45	} The Aftershocks of No. 34
	35	VI 17	0.1	7.9	139.41° E 35.82° N	45	
	36	VI 17	0.0	7.3	139.49° E 35.87° N	45	
1931	61	IX 21	4.5	9.7	139.12° E 36.00° N	16	} The Aftershocks of No. 61
	62	IX 21	0.6	9.6	139.18° E 35.99° N	16	
	63	IX 21	0.6	9.6	139.19° E 36.09° N	12	
	64	IX 23	0.4	9.0	139.17° E 36.01° N	17	
	65	IX 24	0.4	9.1	139.10° E 36.02° N	30	
	67	IX 24	0.6	9.8	139.11° E 36.01° N	18	
	68	IX 26	0.6	9.7	139.08° E 36.05° N	17	
	70	IX 28	1.4	8.7	139.18° E 35.98° N	35	
	71	X 3	1.3	8.6	139.20° E 35.91° N	24	
	74 ?	X 23	0.3	8.5	139.24° E 36.00° N	14	
1937	26	X 17	3.4	14.9	141.09° E 35.55° N	40	} The Aftershock of No. 61
	27	X 17	1.4	15.6	141.00° E 35.65° N	30	
	28	X 18	1.4	15.5	141.07° E 35.66° N	40	
1938	13	V 23	4	23.3	141.05° E 36.31° N	80	
1938	38	X 29	3.2	16.7	141.05° E 35.63° N	40	} The Aftershocks of No. 38
	39	X 30	1.5	16.1	141.00° E 35.74° N	40	

Table V
The List of Earthquakes ($3 > M_K \geq 2$) and their Aftershocks

Year	No.	Date	M_K	$P-S$ (at Hongo)	Hypocenter	Depth	
1926	33	V 19	2.1	7.9 sec			The Aftershock of No. 33
	34	V 20	1.0	7.2		48 km	
1934	5	II 1	2.3	13.7	139.11° E 35.27° N	80	The Aftershock of No. 5
	6	II 3	0.7	11.6	139.47° E 35.22° N	70	
1937	21	IX 7	2.3	13.7	140.74° E 36.46° N	30	The Aftershock of No. 21
	22	IX 8	1.3	13.6	140.80° E 36.36° N	40	

Table VI
The List of Earthquakes ($2 > M_K \geq 1$) and their Aftershocks

Year	No.	Date	M_K	$P-S$ (at Hongo)	Hypocenter	Depth	
1933	47	X 9	1.7	10.6 sec	138.91° E 35.40° N	5 km	The Aftershock of No. 47
	48	X 9	0.7				
1935	3	I 3	1.9	7.1	139.89° E 35.63° N	60	The Aftershock of No. 3
	4	I 3	0.1	7.1			
1935	42	VI 21	1.5	9.4	140.00° E 36.18° N	50	The Aftershock of No. 42
	43	VI 21	0.6	9.8	139.97° E 36.17° N	40	
1935	54	VII 28	1.1	12.8	140.18° E 34.91° N	30	The Aftershock of No. 54
	55	VII 28	1.1	12.7	140.18° E 34.89° N	30	

§ 4. 関東大地震に於ても、東南海及南海道地震についても、その余震の総エネルギーは本震のエネルギーにくらべて無視し得ないことが MATUZAWA によつて指摘されて居る。しかも余震の起る場所は本震のエネルギーのたくわえられて居たと考えられる範囲を出ない。

$5 > M_K$ 程度の地震については本震のエネルギーと余震のエネルギーとの関係は如何であらうか。第 IV 表, 第 V 表, 第 VI 表にはすべての地震につき M_K が定めてあるのでそれからエネルギーを推算することが出来る。1935 年 7 月 28 日の地震が本震も“余震”もともに

$M_K=1.1$ で等しいのをのぞいてすべて余震の方が本震よりも小さい。すべての例について余震の方がそのエネルギーについて本震より 1 けた又は 2 けた以上小さい。

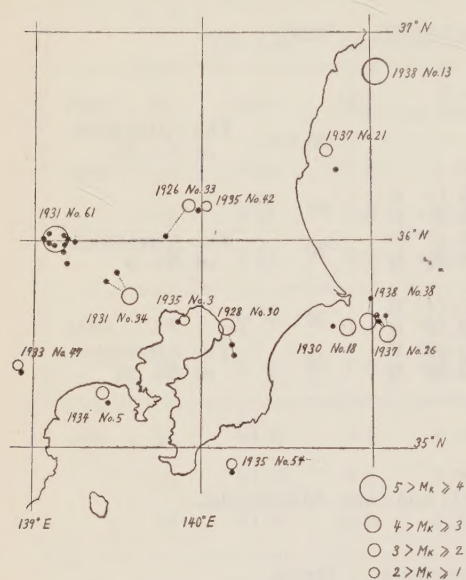


Fig. 1.

念のため 1931 年 9 月 21 日の地震 (No. 61) の如く余震が多数記録されて居るものについてそのエネルギーの総和を求めてみると、本震のエネルギーが 10^{23} ergs であるのに対して 3×10^{19} ergs であり、著しく小さい。 $5 > M_K$ の地震については、大きな大地震についてさきののべた様な事情はない様に見える。“余震”と“本震”との間の地球物理的な関係が、大地震の場合とは異つて居るのかも知れない。

§ 5. 震研観測報告は東京本郷に於る有感地震のみ記載して居る。このため例えば 1938 年 5 月塩屋岬沖の地震は ISHIMOTO 及 IIDA の観測がなければ余震をともしなわれない方の仲間に入れられてしまつたであらう。この様な理由で

“余震”を見おとされた地震はなお他にあるかも知れない。一点観測でも十分であるから静かな場所で高感度の常時観測が行われることがのぞましい。この論文の統計法では“本震”にくらべて“大きい余震”のともなわれる割合をしらべていることになる。

若し第 I 表の結果について外挿することが許されるのならば、その結果は下の如くである。すなわち、 $M_K > 5$ の地震はほとんど 100% 余震をともしなう。 $1 > M_K \geq 0$ の地震は 140 ケに 1 ケの割りで、 $0 \geq M_K > \bar{1}$ の地震は 400 ケに 1 ケ、 $\bar{1} > M_K \geq \bar{2}$ の地震は 1200 ケに 1 ケの割りで“余震”をともしなうことになる。外挿するにあつて本論文に於る“余震”は有感地震であり、一方 $0 > M_K$ の地震は殆ど全部無感であることを注意しなければならない。

所謂微小地震は $1 > M_L > \bar{2}$ 位の規模であるので、さきの外挿の結果をそのままあてはめれば 1000 ケや 2000 ケ記録しても到底“余震”は見出されないことになる。今日までの経験では微小地震観測で“余震”と考えられる様なものは見出されなかつた。すなわち、ある地震が観測されてから“短時間”内にほと“同じ”P-Sをもつた地震が記録された例がしばしば経験されることはない様である。なほ微小地震については今日までの所、続発性の研究もされて居ない。

関東地方の小地震については IIDA によつて続発性がしらべられて居る。一般には偶発的と

考えられるが、4 時間以内の間隔については続発性があると云う結果が得られて居る。この様な続発性の研究では**地震の起った位置及び規模**は全く問題になつて居ない点が、本論文の研究とは異なる点である。すなわち、位置及規模に関する情報を捨てて居るのであるから、其等の情報を取り入れた場合より内容の少い結果しか得られない。第 I 表乃至第 VI 表から見ると、この様な続発性の統計的研究の結果に影響を与えるほど“余震”の数は多くない。これは、おそらく、有感地震ばかりとり上げて居るからであろう。

将来、他のデータも採用し観測も整備し、又 § 3 にのべた様に適当な統計法を工夫した上あらためてこの問題を論じたいと思う。

註) M_K は Kawasumi によるマグニチュードで M 又は M_I は Richter 及び Gutenberg によるものである。

$$4.85 + 0.5M_K = M$$

の関係が Kawasumi によりあたえられている。

褶曲した地表に於ける弾性波の反射

東京大学理学部地球物理学教室 佐 藤 良 輔

(昭和 29 年 11 月 29 日受理)

The Reflection of Elastic Waves on Corrugated Surface.

Ryosuke SATO

Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.

(Received November 29, 1954)

As the wave-length of the seismic wave is very large compared with the roughness of corrugated surface for most cases, it is generally negligible. But if the period of incident seismic wave is very short, we cannot overlook the effect of the roughness.

Lord Rayleigh had studied the theory of reflection and refraction of sound in his 'The Theory of Sound', where plane waves were supposed to be incident perpendicularly upon a regularly corrugated boundary, whose form was limited to simple trigonometrical functions. After that he extended the above theory and discussed it more in detail in 'Proc. Roy. Soc., A, Vol. LXXIX. pp. 399-416, 1907'.

We investigated in this paper, after Rayleigh, the theory of reflection of elastic waves on corrugated free surface, supposing the *depth* of the corrugations is small in comparison with the length of the waves.

The reflected waves are composed of regularly reflected waves and various spectra. If the wave-length of corrugation is small compared with that of distortional wave, the waves reflected as bodily waves are only regularly reflected waves; besides, the waves, whose amplitudes diminish as z increases, are propagated in both directions of x with the velocity depending upon the wave-length of corrugated surface and the angle of incidence. When the wave-length of the corrugations becomes large, the spectra of reflected bodily waves gain in number but so long as the wave-length of the corrugations is finite, the above waves are propagated along the surface.

§ 1. 序 語

音波に関するこの種の問題については既に古く Rayleigh¹⁾ が彼の著書 "The Theory of Sound" で取扱つている. 此処では境界面が $z=c \cos px$ であらわされ, 然も主として波が鉛直下方から入射する時についてのみ詳しく論じたのであるが, 其の後これを拡張して Fourier 級数に展開出来る様な表面についての問題を更に詳しく論じた²⁾.

この論文は Rayleigh の行なつた計算様式を導入し, 平面弾性波が褶曲した表面に入射する時の反射波について取扱つたものである. 尚褶曲の振幅は入射波の波長に比較し小さいと仮定してある.

§ 2. 地表の方程式

水平方向に x 軸, 鉛直下方に z 軸をとり, 地表の式を $z=\xi$ とする. ξ は x の週期函数

で、その平均値は 0、又 y に無関係なものとすると、Fourier 級数に展開出来て次の様に書く事が出来る。

$$\begin{aligned}\zeta &= c_1 \cos px + c_2 \cos 2px + s_2 \sin 2px + \dots + c_n \cos npx + s_n \sin npx + \dots \\ &= \zeta_1 e^{ipx} + \zeta_{-1} e^{-ipx} + \dots + \zeta_n e^{inpx} + \zeta_{-n} e^{-inpx} + \dots\end{aligned}\quad (1)$$

$$\text{此処で} \quad \zeta_1 = \zeta_{-1} = c_1/2, \quad (2)$$

$$\zeta_n = (c_n - is_n)/2, \quad \zeta_{-n} = (c_n + is_n)/2, \quad (3)$$

又地表の褶曲の週期は $2\pi/p$ で与えられる。

§ 3. 波動函数 ϕ, ψ

普通良くやる様に x 及び z 方向の変位成分 u, w が次の様に表わされる函数 ϕ, ψ を導入する。

$$u = \partial\phi/\partial x + \partial\psi/\partial z, \quad w = \partial\phi/\partial z - \partial\psi/\partial x. \quad (4)$$

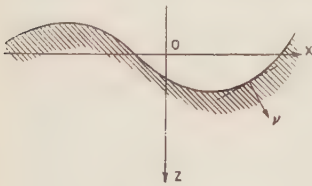
ϕ, ψ は勿論波動方程式

$$(\nabla^2 + h^2)\phi = 0, \quad (\nabla^2 + \sigma h^2)\psi = 0, \quad (5)$$

を満足する。此処で $h^2 = \rho\omega^2/(\lambda + 2\mu)$, $\sigma = (\lambda + 2\mu)/\mu$ で ω は frequency, λ, μ はラーメの常数, ρ は密度である。

§ 4. 境界条件 (I)

xz 座標に於ける応力成分を Z_x, X_x, Z_x, \dots 等とすると, $z = \zeta$ であらわされる曲線の法線方向 ν の応力成分 X_ν, Z_ν, Y_ν は次の様になる (第 1 図)。



第 1 図

$$\left. \begin{aligned} X_\nu &= [(Z_x - X_x)\zeta' + Z_x(1 - \zeta'^2)]/(1 + \zeta'^2), \\ Z_\nu &= [Z_x + X_x\zeta'^2 - 2Z_x\zeta']/(1 + \zeta'^2), \\ Y_\nu &= [Y_x - Y_x\zeta']/\sqrt{1 + \zeta'^2}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

従つて P 或は SV 波が入射する時の境界条件は, ϕ 及び

ψ を用いると, $z = \zeta$ に於て,

$$-(h^2\phi + 2\cdot\partial^2\phi/\partial x^2 + 2\cdot\partial^2\psi/\partial x\partial z)\cdot\zeta' + (2\cdot\partial^2\phi/\partial x\partial z - \sigma h^2\phi - 2\cdot\partial^2\psi/\partial x^2)(1 - \zeta'^2) = 0, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} &-(\sigma h^2\phi + 2\cdot\partial^2\phi/\partial x^2 + 2\cdot\partial^2\psi/\partial x\partial z) - (\sigma h^2\phi + 2\cdot\partial^2\phi/\partial z^2 - 2\cdot\partial^2\psi/\partial x\partial z)\cdot\zeta'^2 \\ &\quad - 2(2\cdot\partial^2\phi/\partial x\partial z - \sigma h^2\phi - 2\cdot\partial^2\psi/\partial x^2)\zeta' = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

となる。又 SH 波が入射する時は y 方向の変位成分 v を用いて,

$$\partial v/\partial z - \partial v/\partial x \cdot \zeta' = 0, \quad (9)$$

で与えられる。

I. P 波或は SV 波入射の場合

§ 5. 入射波及び正常反射波

P 波或は SV 波が入射角 α 或は β で入射する時その波動函数を,

$$\phi = e^{i h (V_p t + z \cos \alpha + x \sin \alpha)} \quad (10)$$

或は

$$\psi = e^{i \sqrt{\sigma} h (V_s t + z \cos \beta + x \sin \beta)}, \quad (11)$$

と置く. V_p, V_s は夫々 P 波及び S 波の伝播速度である. この時正常反射波 (地表が平面の時の反射波) の波動函数は P 波及び S 波について夫々次の様に与えられる.

$$\phi = A_0 e^{i h (V_p t - z \cos \alpha + x \sin \alpha)} \quad (12)$$

$$\psi = B_0 e^{i \sqrt{\sigma} h (V_s t - z \cos \beta + x \sin \beta)}. \quad (13)$$

以後簡単の為に $e^{i h V_p t}$ 及び $e^{i \sqrt{\sigma} h V_s t}$ は省略する.

§ 6. 反射スペクトラム

今の場合地表が平面でない為に上の正常反射波の外に異常反射が見られる. 今 n 次のスペクトラムの波動函数を P 波及び S 波について夫々

$$\phi = A_n e^{i h (-z \cos \alpha_n + x \sin \alpha_n)} + A_n' e^{i h (-z \cos \alpha_n' + x \sin \alpha_n')}, \quad (14)$$

$$\psi = B_n e^{i \sqrt{\sigma} h (-z \cos \beta_n + x \sin \beta_n)} + B_n' e^{i \sqrt{\sigma} h (-z \cos \beta_n' + x \sin \beta_n')}. \quad (15)$$

と置く. 勿論スペクトラムの理論から,

$$\sin \alpha_n - \sin \alpha = \pm n p / h, \quad \sin \beta_n - \sin \beta = \pm n p / \sqrt{\sigma} h, \quad (16)$$

である. 右辺の負号は α_n 或は β_n の代りに α_n' 或は β_n' とした時にとる. 又反射の法則から,

$$h \sin \alpha = \sqrt{\sigma} h \sin \beta, \quad h \sin \alpha_n = \sqrt{\sigma} h \sin \beta_n. \quad (17)$$

かくして (10)~(15) から (5) の解は次の様に与えられる事になる.

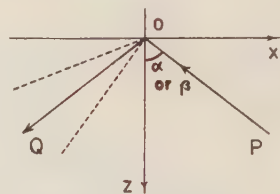
$$\begin{aligned} \phi e^{-i h x \sin \alpha} = & a e^{i h z \cos \alpha} + A_0 e^{-i h z \cos \alpha} + \dots \\ & + A_n e^{i n p x} e^{-i h z \cos \alpha_n} + A_n' e^{-i n p x} e^{-i h z \cos \alpha_n'} + \dots \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \psi e^{-i \sqrt{\sigma} h x \sin \alpha} = & b e^{i \sqrt{\sigma} h z \cos \beta} + B_0 e^{-i \sqrt{\sigma} h z \cos \beta} + \dots \\ & + B_n e^{i n p x} e^{-i \sqrt{\sigma} h z \cos \beta_n} + B_n' e^{-i n p x} e^{-i \sqrt{\sigma} h z \cos \beta_n'} + \dots \end{aligned} \quad (19)$$

此処で, P 波が入射する時は $a=1, b=0$, SV 波が入射する時は $a=0, b=1$ と置けば良い.

§ 7. 境界条件 (II)

(18) 及び (19) を (7), (8) に代入し, ξ を含む指数函数を冪級数に展開すると, 結局この場合の境界条件は次の様になる.



第 2 図

$$\begin{aligned}
 & [-2 \sin \alpha \cos \alpha - 2(1 - 2 \sin^2 \alpha) \partial \zeta / \partial x + 2 \sin \alpha \cos \alpha (\partial \zeta / \partial x)^2] a (1 + i h \zeta \cos \alpha - \dots) \\
 & + [2 \sin \alpha \cos \alpha - 2(1 - 2 \sin^2 \alpha) \partial \zeta / \partial x - 2 \sin \alpha \cos \alpha (\partial \zeta / \partial x)^2] A_0 (1 - i h \zeta \cos \alpha - \dots) \\
 & + [-(1 - 2 \sin^2 \beta) + 4 \sin \beta \cos \beta \partial \zeta / \partial x + (1 - 2 \sin^2 \beta) (\partial \zeta / \partial x)^2] b \sigma (1 + i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta - \dots) \\
 & + [-(1 - 2 \sin^2 \beta) - 4 \sin \beta \cos \beta \partial \zeta / \partial x + (1 - 2 \sin^2 \beta) (\partial \zeta / \partial x)^2] B_0 \sigma (1 - i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta - \dots) + \dots \\
 & + [2 \sin \alpha_n \cos \alpha_n - 2(1 - 2 \sin^2 \alpha_n) \partial \zeta / \partial x - 2 \sin \alpha_n \cos \alpha_n (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot A_n e^{i n p x} (1 - i h \zeta \cos \alpha_n - \dots) \\
 & + [2 \sin \alpha_n' \cos \alpha_n' - 2(1 - 2 \sin^2 \alpha_n') \partial \zeta / \partial x - 2 \sin \alpha_n' \cos \alpha_n' (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot A_n' e^{-i n p x} (1 - i h \zeta \cos \alpha_n' - \dots) + \dots \\
 & + [-(1 - 2 \sin^2 \beta_n) - 4 \sin \beta_n \cos \beta_n \cdot \partial \zeta / \partial x + (1 - 2 \sin^2 \beta_n) (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot B_n \sigma e^{i n p x} (1 - i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta_n - \dots) \\
 & + [-(1 - 2 \sin^2 \beta_n') - 4 \sin \beta_n' \cos \beta_n' \cdot \partial \zeta / \partial x + (1 - 2 \sin^2 \beta_n') (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot B_n' \sigma e^{-i n p x} (1 - i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta_n' - \dots) + \dots = 0, \quad (20)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & [-(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) + 4 \sin \alpha \cos \alpha \cdot \partial \zeta / \partial x - (\sigma - 2 \cos^2 \alpha) (\partial \zeta / \partial x)^2] a (1 + i h \zeta \cos \alpha - \dots) \\
 & + [-(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) - 4 \sin \alpha \cos \alpha \cdot \partial \zeta / \partial x - (\sigma - 2 \cos^2 \alpha) (\partial \zeta / \partial x)^2] A_0 (1 - i h \zeta \cos \alpha - \dots) \\
 & + [2 \sin \beta \cos \beta + 2(1 - 2 \sin^2 \beta) \partial \zeta / \partial x - 2 \sin \beta \cos \beta (\partial \zeta / \partial x)^2] b \sigma (1 + i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta - \dots) \\
 & + [-2 \sin \beta \cos \beta + 2(1 - 2 \sin^2 \beta) \partial \zeta / \partial x + 2 \sin \beta \cos \beta (\partial \zeta / \partial x)^2] B_0 \sigma (1 - i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta - \dots) + \dots \\
 & + [-(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n) - 4 \sin \alpha_n \cos \alpha_n \partial \zeta / \partial x - (\sigma - 2 \cos^2 \alpha_n) (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot A_n e^{i n p x} (1 - i h \zeta \cos \alpha_n - \dots) \\
 & + [-(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n') - 4 \sin \alpha_n' \cos \alpha_n' \cdot \partial \zeta / \partial x - (\sigma - 2 \cos^2 \alpha_n') (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot A_n' e^{-i n p x} (1 - i h \zeta \cos \alpha_n' - \dots) + \dots \\
 & + [-2 \sin \beta_n \cos \beta_n + 2(1 - 2 \sin^2 \beta_n) \partial \zeta / \partial x + 2 \sin \beta_n \cos \beta_n (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot B_n \sigma e^{i n p x} (1 - i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta_n - \dots) \\
 & + [-2 \sin \beta_n' \cos \beta_n' + 2(1 - 2 \sin^2 \beta_n') \partial \zeta / \partial x + 2 \sin \beta_n' \cos \beta_n' (\partial \zeta / \partial x)^2] \\
 & \quad \cdot B_n' \sigma e^{-i n p x} (1 - i \sqrt{\sigma} h \zeta \cos \beta_n' - \dots) + \dots = 0, \quad (21)
 \end{aligned}$$

以上の式で ζ は (1) で与えられるので,

$$\partial \zeta / \partial x = \sum_{n=1}^{\infty} i n p (\zeta_n e^{i n p x} - \zeta_{-n} e^{-i n p x}),$$

$$\zeta \cdot \partial \zeta / \partial x = \sum_{l=2}^{\infty} i p (\zeta_l \zeta_{1-l} e^{i p x} - \zeta_{-l} \zeta_{l-1} e^{-i p x})$$

$$+ \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left\{ \sum_{l=1}^{n-1} i l p \zeta_l \zeta_{n-l} + \sum_{l=n+1}^{\infty} i n p \zeta_l \zeta_{n-l} \right\} e^{i n p x} - \left\{ \sum_{l=1}^{n-1} i l p \zeta_{-l} \zeta_{-n+l} + \sum_{l=n+1}^{\infty} i n p \zeta_{-l} \zeta_{-n-l} \right\} e^{-i n p x} \right],$$

$$\begin{aligned}
\zeta^2 &= 2 \sum_{l=1}^{\infty} \zeta_l \zeta_{-l} + 2 \sum_{l=2}^{\infty} \{ \zeta_l \zeta_{1-l} e^{i p x} + \zeta_{-l} \zeta_{l-1} e^{-i p x} \} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left\{ 2 \sum_{l=n+1}^{\infty} + \sum_{l=1}^{n-1} \right\} \{ \zeta_l \zeta_{n-l} e^{i n p x} + \zeta_{-l} \zeta_{l-n} e^{-i n p x} \} \right], \\
(\partial \zeta / \partial x)^2 &= 2 \sum_{l=1}^{\infty} l^2 p^2 \zeta_l \zeta_{-l} + 2 \sum_{l=2}^{\infty} l(l-1) p^2 \{ \zeta_l \zeta_{1-l} e^{i p x} + \zeta_{-l} \zeta_{l-1} e^{-i p x} \} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left\{ 2 \sum_{l=n+1}^{\infty} + \sum_{l=1}^{n-1} \right\} l(l-n) p^2 \{ \zeta_l \zeta_{n-l} e^{i n p x} + \zeta_{-l} \zeta_{l-n} e^{-i n p x} \} \right],
\end{aligned}$$

なる事に注意して, $e^{i n p x}$, $e^{-i n p x}$ 等の係数を零に等しいとすれば A_n , B_n , \dots 等の係数を決定する式が得られる.

§ 8. 第一近似

$|\zeta|$ が小として遂次に近似を行なつて行く. 先づ第一近似として x に無関係な項のみを拾い出すと, 次の式が得られる.

$$\begin{aligned}
2 \sin \alpha \cos \alpha (a - A_0) + \sigma (1 - 2 \sin^2 \beta) (b + B_0) &= 0, \\
(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) (a + A_0) - 2 \sigma \sin \beta \cos \beta (b - B_0) &= 0.
\end{aligned} \tag{22}$$

この式は明らかに地表が平面の時の反射波の振巾を決定する式である. 即ち P 波が入射する時は $a=1$, $b=0$ と置いて,

$$\begin{aligned}
A_0 &= -\{(\sigma - 2 \sin^2 \alpha)^2 - 4 \sigma \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta\} / \Delta, \\
B_0 &= -4 \sin \alpha \cos \alpha (\sigma - 2 \sin^2 \alpha) / \Delta.
\end{aligned} \tag{23}$$

又 SV 波が入射する時は $a=0$, $b=1$ と置いて,

$$\begin{aligned}
A_0 &= 4 \sigma \sin \beta \cos \beta (\sigma - 2 \sin^2 \alpha) / \Delta, \\
B_0 &= -\{(\sigma - 2 \sin^2 \alpha)^2 - 4 \sigma \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta\} / \Delta.
\end{aligned} \tag{24}$$

となる. 此処で

$$\Delta = (\sigma - 2 \sin^2 \alpha)^2 + 4 \sigma \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta, \tag{25}$$

である. 次に $e^{i n p x}$ 及び $e^{-i n p x}$ の項からは A_n , B_n , A_n' , B_n' を決定する式

$$\begin{aligned}
2 \sin \alpha_n \cos \alpha_n \cdot A_n - (\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n) \cdot B_n &= 2 i \zeta_n \{ n p (1 - 2 \sin^2 \alpha) + h \sin \alpha \cos^2 \alpha \} \\
&\cdot (a + A_0) - i \sigma \zeta_n \cos \beta \{ 4 n p \sin \beta - \sqrt{\sigma} h (1 - 2 \sin^2 \beta) \} (b - B_0) \\
(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n) A_n + 2 \sigma \sin \beta_n \cos \beta_n \cdot B_n &= i \zeta_n \cos \alpha \{ 4 n p \sin \alpha - h (\sigma - 2 \sin^2 \alpha) \} \\
&\cdot (a - A_0) + 2 i \sigma \zeta_n \{ n p (1 - 2 \sin^2 \beta) + \sqrt{\sigma} h \sin \beta \cos^2 \beta \} (b + B_0)
\end{aligned} \tag{26}$$

及び

$$\left. \begin{aligned}
 2 \sin \alpha_n' \cos \alpha_n' A_n' - (\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n') B_n' &= -2i\zeta_{-n} \{np(1 - 2 \sin^2 \alpha) \\
 &\quad - h \sin \alpha \cos^2 \alpha\} (a + A_0) + i\sigma\zeta_{-n} \cos \beta \{4np \sin \beta + \sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta)\} (b - B_0), \\
 (\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n') A_n' + 2\sigma \sin \beta_n' \cos \beta_n' \cdot B_n' &= -i\zeta_{-n} \{4np \sin \alpha + h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha)\} \\
 &\quad \cdot (a - A_0) - 2i\sigma\zeta_{-n} \{np(1 - 2 \sin^2 \beta) - \sqrt{\sigma} h \sin \beta \cos^2 \beta\} (b + B_0),
 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

が得られる。右辺の A_0, B_0 は (23) 或は (24) で与えられるものである。この式から第一近似で A_n, B_n は ζ_n に比例し A_n', B_n' は ζ_{-n} に比例する事が分る。

§ 9. 第二近似 (20), (21) で ζ^2 の項を無視し、若干書き直すと、

$$\begin{aligned}
 &-(a - A_0)2 \sin \alpha \cos \alpha - (a + A_0)2\{ih\zeta \sin \alpha \cos^2 \alpha + (1 - 2 \sin^2 \alpha)\partial\zeta/\partial x\} \\
 &-(b + B_0)\sigma(1 - 2 \sin^2 \beta) - (b - B_0)\sigma \cos \beta \{i\sqrt{\sigma} h\zeta(1 - 2 \sin^2 \beta) - 4 \sin \beta \cdot \partial\zeta/\partial x\} + \dots \\
 &+ A_n e^{inpx} 2\{\sin \alpha_n \cos \alpha_n (1 - ih\zeta \cos \alpha_n) - (1 - 2 \sin^2 \alpha_n) \cdot \partial\zeta/\partial x\} \\
 &+ A_n' e^{-inpx} 2\{\sin \alpha_n' \cos \alpha_n' (1 - ih\zeta \cos \alpha_n') - (1 - 2 \sin^2 \alpha_n') \cdot \partial\zeta/\partial x\} + \dots \\
 &- B_n e^{inpx} \sigma \{(1 - 2 \sin^2 \beta_n)(1 - i\sqrt{\sigma} h\zeta \cos \beta_n + 4 \sin \beta_n \cos \beta_n \cdot \partial\zeta/\partial x) \\
 &- B_n' e^{-inpx} \sigma \{(1 - 2 \sin^2 \beta_n')(1 - i\sqrt{\sigma} h\zeta \cos \beta_n') + 4 \sin \beta_n' \cos \beta_n' \cdot \partial\zeta/\partial x\} + \dots = 0, \quad (28) \\
 &-(a + A_0)(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) - (a - A_0) \cos \alpha \{ih\zeta(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) - 4 \sin \alpha \cdot \partial\zeta/\partial x\} \\
 &+(b - B_0)2\sigma \sin \beta \cos \beta + (b + B_0)2\sigma \{i\sqrt{\sigma} h\zeta \sin \beta \cos^2 \beta + (1 - 2 \sin^2 \beta) \cdot \partial\zeta/\partial x\} + \dots \\
 &- A_n e^{inpx} \{(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n)(1 - ih\zeta \cos \alpha_n) + 4 \sin \alpha_n \cos \alpha_n \cdot \partial\zeta/\partial x\} \\
 &- A_n' e^{-inpx} \{(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n')(1 - ih\zeta \cos \alpha_n') + 4 \sin \alpha_n' \cos \alpha_n' \cdot \partial\zeta/\partial x\} + \dots \\
 &- B_n e^{inpx} 2\sigma \{\sin \beta_n \cos \beta_n (1 - i\sqrt{\sigma} h\zeta \cos \beta_n) - (1 - 2 \sin^2 \beta_n) \cdot \partial\zeta/\partial x\} \\
 &- B_n' e^{-inpx} 2\sigma \{\sin \beta_n' \cos \beta_n' (1 - i\sqrt{\sigma} h\zeta \cos \beta_n') - (1 - 2 \sin^2 \beta_n') \cdot \partial\zeta/\partial x\} + \dots = 0, \quad (29)
 \end{aligned}$$

従つて A_0, B_0 の第二近似を決定する式として、

$$\left. \begin{aligned}
 (a - A_0)2 \sin \alpha \cos \alpha + (b + B_0)\sigma(1 - 2 \sin^2 \beta) \\
 &= A_n \cdot 2i\zeta_{-n} \{np(1 - 2 \sin^2 \alpha_n) - h \sin \alpha_n \cos^2 \alpha_n\} \\
 &- A_n' \cdot 2i\zeta_n \{np(1 - 2 \sin^2 \alpha_n') + h \sin \alpha_n' \cos^2 \alpha_n'\} \\
 &+ B_n i\sigma\zeta_{-n} \cos \beta_n \{4np \sin \beta_n + \sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta_n)\} \\
 &- B_n' \cdot i\sigma\zeta_n \cos \beta_n' \{4np \sin \beta_n' - \sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta_n')\} \\
 (a + A_0)(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) - (b - B_0)2\sigma \sin \beta \cos \beta \\
 &= A_n i\zeta_{-n} \cos \alpha_n \{4np \sin \alpha_n + h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n)\} \\
 &- A_n' i\zeta_n \cos \alpha_n' \{4np \sin \alpha_n' - h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n')\} \\
 &- B_n 2i\sigma\zeta_{-n} \{np(1 - 2 \sin^2 \beta_n) - \sqrt{\sigma} h \sin \beta_n \cos^2 \beta\} \\
 &+ B_n' \cdot 2i\sigma\zeta_n \{np(1 - 2 \sin^2 \beta_n') + \sqrt{\sigma} h \sin \beta_n' \cos^2 \beta_n'\}
 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

が得られる。右辺の $A_n, B_n, A_n', B_n,$ 等は (26), (27) で与えられるものを代入する。次に e^{inpx} の係数から、

$$\begin{aligned}
 & A_n \cdot 2 \sin \alpha_n \cos \alpha_n - B_n \sigma (1 - 2 \sin^2 \beta_n) \\
 &= i(a + A_0) 2\{h \sin \alpha \cos^2 \alpha + np(1 - 2 \sin^2 \alpha)\} \xi_n \\
 &+ i(b - B_0) \sigma \cos \beta \{\sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta) - 4np \sin \beta\} \xi_n \\
 &+ iA_n' 2\{h \sin \alpha_n' \cos^2 \alpha_n' + 2np(1 - 2 \sin^2 \alpha_n')\} \xi_{2n} + \dots \\
 &+ iA_{n \mp r} 2\{h \sin \alpha_{n \mp r} \cos^2 \alpha_{n \mp r} \pm rp(1 - 2 \sin^2 \alpha_{n \mp r})\} \xi_{\pm r} \\
 &+ iA'_{n \mp r} 2\{h \sin \alpha'_{n \mp r} \cos^2 \alpha'_{n \mp r} + (2n \mp r)p(1 - 2 \sin^2 \alpha'_{n \mp r})\} \xi_{2n \mp r} \\
 &- iB_n' \sigma \cos \beta_n' \{\sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta_n') - 8np \sin \beta_n'\} \xi_{2n} + \dots \\
 &- iB_{n \mp r} \sigma \cos \beta_{n \mp r} \{\sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta_{n \mp r}) \mp 4rp \sin \beta_{n \mp r}\} \xi_{\pm r} \\
 &- iB'_{n \mp r} \sigma \cos \beta'_{n \mp r} \{\sqrt{\sigma} h(1 - 2 \sin^2 \beta'_{n \mp r}) - (2n \mp r)p \sin \beta'_{n \mp r}\} \xi_{2n \mp r}, \\
 &A_n(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n) + B_n 2 \sin \beta_n \cos \beta_n \\
 &= -i(a - A_0) \cos \alpha \{h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha) - 4np \sin \alpha\} \xi_n \\
 &+ i(b + B_0) 2\sigma \{\sqrt{\sigma} h \sin \beta \cos^2 \beta + np(1 - 2 \sin^2 \beta)\} \xi_n \\
 &+ iA_n' \cos \alpha_n' \{h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_n') - 8np \sin \alpha_n'\} \xi_{2n} + \dots \\
 &+ iA_{n \mp r} \cos \alpha_{n \mp r} \{h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha_{n \mp r}) \mp 4rp \sin \alpha_{n \mp r}\} \xi_{\pm r} \\
 &+ iA'_{n \mp r} \cos \alpha'_{n \mp r} \{h(\sigma - 2 \sin^2 \alpha'_{n \mp r}) - 4(2n \mp r)p \sin \alpha'_{n \mp r}\} \xi_{2n \mp r} \\
 &+ iB_n' 2\sigma \{\sqrt{\sigma} h \sin \beta_n' \cos^2 \beta_n' + 2np(1 - 2 \sin^2 \beta_n')\} \xi_{2n} + \dots \\
 &+ iB_{n \mp r} 2\sigma \{\sqrt{\sigma} h \sin \beta_{n \mp r} \cos^2 \beta_{n \mp r} \pm rp(1 - 2 \sin^2 \beta_{n \mp r})\} \xi_{\pm r} \\
 &+ iB'_{n \mp r} 2\sigma \{\sqrt{\sigma} h \sin \beta'_{n \mp r} \cos^2 \beta'_{n \mp r} + (2n \mp r)p(1 - 2 \sin^2 \beta'_{n \mp r})\} \xi_{2n \mp r}.
 \end{aligned} \tag{31}$$

が得られる。右辺の $A_0, B_0, A_s, A_s', B_s, B_s'$ 等は第一近似の値を代入する。又 r は 1, 2, 3, ... 等の値をとり、 $n - r = 1$ で終るものである。この式から A_n, B_n の第二近似値が決定される。又 e^{-inpx} の係数からも全く同じ様にして A_n', B_n' を決定する式が得られる。この方法を繰返せば次第に近似を高め得るわけである。

§ 10. 鉛直下方からの入射

以上の様に形式的には斜めの入射波に対する反射スペクトラムを決める式は得られるが、一般の場合についてこれ等の式を解くのは極めて困難である。そこで先づ最も簡単な場合、即ち波が鉛直下方から入射する場合について求めて見よう。

i) p 波入射の場合。この場合は $\alpha = 0$, 従つて $\cos \alpha_n' = \cos \alpha_n$ と置く事が出来る。即ち (23) から、 A_0, B_0 の第一近似として、

$$A_0 = -1, \quad B_0 = 0. \tag{32}$$

又 A_n, B_n, A_n', B_n' の第一近似は, (26), (27) を解いて得られるが, 簡単の為に $h \cos \alpha_n = h \cos \alpha_n' \equiv \mu_n, \sqrt{\sigma} h \cos \beta_n = \sqrt{\sigma} h \cos \beta_n' \equiv \mu_n'$ と置くと次の様になる.

$$\left. \begin{aligned} A_n &= -i\sigma(c_n - is_n)(\sigma h^2 - 2n^2 p^2)/h\Delta_n, & B_n &= -2i\sigma(c_n - is_n)np\mu_n/h\Delta_n, \\ A_n' &= -i\sigma(c_n + is_n)(\sigma h^2 - 2n^2 p^2)/h\Delta_n, & B_n' &= 2i\sigma(c_n - is_n)np\mu_n/h\Delta_n. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\text{此処で} \quad \Delta_n = \{(\sigma h^2 - 2n^2 p^2)^2 + 4n^2 p^2 \mu_n \mu_n'\}/h^4. \quad (34)$$

次に A_0, B_0 の第二近似は (30) から,

$$A_0 = -1 + \sum (c_n^2 + s_n^2) \mu_n \sigma h^2 / \Delta_n, \quad B_0 = 0. \quad (35)$$

が得られるが, これと (33) を較べると次の関係の成立して居る事が分る. 即ち

$$\text{mod}^2 A_0 + \sum \mu_n \text{mod}^2 A_n / h + \sum \mu_n \text{mod}^2 A_n' / h + \sum \mu_n' \text{mod}^2 B_n / h + \sum \mu_n' \text{mod}^2 B_n' / h = 1, \quad (36)$$

$$\text{或は} \quad \text{mod}^2 A_0 + 2 \sum \cos \alpha_n \text{mod}^2 A_n + 2 \sum \sqrt{\sigma} \cos \beta_n \text{mod}^2 B_n = 1. \quad (37)$$

この式は入射波の energy flux と全反射波のそれとが等しい事を示すものである. A_n, B_n 等の第二近似を求める為に, 更に $s_n = 0$ 及び c_1, c_2 のみが主で外の係数は零, 即ち (1) で $\zeta_{\pm 3} = \zeta_{\pm 4} = \dots = 0$ と仮定する. この時 (35) は

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= -1 + \sigma^2 h (\mu_1 c_1^2 / \Delta_1 + \mu_2 c_2^2 / \Delta_2) = -1 + \sigma^2 h^6 [\mu_1 c_1^2 / \{(\sigma h^2 - 2p^2)^2 + 4p^3 \mu_1 \mu_1'\} \\ &\quad + \mu_2 c_2^2 / \{(\sigma h^2 - 8p^2)^2 + 16p^2 \mu_2 \mu_2'\}], \quad B_0 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

で与えられる事になる. この仮定のもとに, (31) で $n=1$ と置くと,

$$\left. \begin{aligned} &A_1 2 \sin \alpha_1 \cos \alpha_1' \sigma (1 - 2 \sin^2 \beta_1) \\ &\quad = A_1' 2i \{h \sin \alpha_1' \cos^2 \alpha_1' + 2p(1 - 2 \sin^2 \alpha_1')\} \zeta_2 \\ &\quad + A_2 2i \{h \sin \alpha_2 \cos^2 \alpha_2 - p(1 - 2 \sin^2 \alpha_2)\} \zeta_{-1} + \dots \\ &\quad - B_1' i \sigma \cos \beta_1' \{\sqrt{\sigma} h (1 - 2 \sin^2 \beta_1') - 8p \sin \beta_1'\} \zeta_2 \\ &\quad - B_2 i \sigma \cos \beta_2 \{\sqrt{\sigma} h (1 - 2 \sin^2 \beta_2) + 4p \sin \beta_2\} \zeta_{-1} + \dots \\ &A_1 (\sigma - 2 \sin^2 \alpha_1) + B_1 2 \sigma \sin \beta_1 \cos \beta_1 \\ &\quad = -2i \sigma h \zeta_1 + A_1' i \cos \alpha_1' \{h (\sigma - 2 \sin^2 \alpha_1') - 8p \sin \alpha_1'\} \zeta_2 \\ &\quad + A_2 i \cos \alpha_2 \{h (\sigma - 2 \sin^2 \alpha_2) + 4p \sin \alpha_2\} \zeta_{-1} + \dots \\ &\quad + B_1' 2i \sigma \{\sqrt{\sigma} h \sin \beta_1' \cos^2 \beta_1' + 2p(1 - 2 \sin^2 \beta_1')\} \zeta_2 \\ &\quad + B_2 2i \sigma \{\sqrt{\sigma} h \sin \beta_2 \cos^2 \beta_2 - p(1 - 2 \sin^2 \beta_2)\} \zeta_{-1} + \dots \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

従つて (16) 及び (33) を考慮してこれを解くと.

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= -ic_1 \sigma (\sigma h^2 - 2p^2) / h\Delta_1 + (c_1 c_2 \sigma / 2h\Delta_1) [\sigma^2 (\sigma h^2 - 2p^2) P_1 + 4p^2 \mu_1' Q_1], \\ B_1 &= -i2c_1 \sigma p \mu_1 / h\Delta_1 + (c_1 c_2 \sigma p / h\Delta_1) [\sigma^2 \mu_1 P_1 - (\sigma h^2 - 2p^2) Q_1], \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

が得られる. 此処で

$$\begin{aligned} P_1 &= (\mu_1/A_1) + (\mu_2/A_2) \\ Q_1 &= \{(\sigma h^2 - 2p^2)(h^2 - 3p^2) + \mu_1 \mu_1'(\sigma h^2 + 6p^2)\}/h^4 A_1 + \{(\sigma h^2 - 8p^2) - 2\sigma \mu_2 \mu_2'\}/h^2 A_2. \end{aligned} \quad (41)$$

全く同様にして、二次、三次...のスペクトラムは次の様に与えられる。

$$\begin{aligned} A_2 &= -ic_2 \sigma(\sigma h^2 - 8p^2)/h A_2 + (c_1^2 \sigma/2h A_2)[\sigma^2 \mu_1(\sigma h^2 - 8p^2) + 8p^2 \mu_2' R_1], \\ B_2 &= -i4c_2 \sigma p \mu_2/h A_2 + (c_1^2 \sigma p/h A_2)[2\sigma^2 \mu_1 \mu_2 - (\sigma h^2 - 8p^2)R_1], \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} A_3 &= (c_1 c_2 \sigma/2h A_3)[\sigma^2(\sigma h^2 - 18p^2)P_1 + 12p^2 \mu_3' S_1], \\ B_3 &= (c_1 c_2 \sigma p/h A_3)[3\sigma^2 \mu_3 P_1 - (\sigma h^2 - 18p^2)S_1], \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} A_4 &= (c_2^2 \sigma/2h A_4)[\sigma^2 \mu_2(\sigma h^2 - 32p^2) + 32p^2 \mu_4' T_1], \\ B_4 &= (2c_2^2 \sigma p/h A_4)[2\sigma^2 \mu_2 \mu_4 - (\sigma h^2 - 32p^2)T_1], \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} R_1 &= \{(\sigma h^2 - 2p^2)(2h^2 - 3p^2) - \mu_1 \mu_1'(\sigma h^2 - 6p^2)\}/h^4, \\ S_1 &= \{(\sigma h^2 - 2p^2)(3h^2 - 5p^2) - \mu_1 \mu_1'(\sigma h^2 - 10p^2)\}/h^4 A_1 \\ &\quad + \{(\sigma h^2 - 8p^2)(3h^2 - 16p^2) - 2\mu_2 \mu_2'(\sigma h^2 - 16p^2)\}/h^4 A_2, \\ T_1 &= \{2(\sigma h^2 - 8p^2)(h^2 - 6p^2) - \mu_2 \mu_2'(\sigma h^2 - 24p^2)\}/h^4, \end{aligned} \quad (45)$$

これより高次の $A_5, A_6, \dots, B_5, B_6, \dots$ は今の近似の程度では無視される。又今の場合 $\alpha=0, s_n=0$ と置いているのであるから、すぐに分る様に、

$$A_n' = A_n, \quad B_n' = -B_n. \quad (46)$$

以上の近似は全て $\Delta_n \approx 0$ の場合に限りて適用される。 Δ_n は、 $h > np$ である時は正の実数、又 $\sqrt{\sigma h} > np > h$ の時は複素数で何れの場合も零とはならない。 $np > \sqrt{\sigma h}$ の時には $\mu_n = -i\sqrt{n^2 p^2 - h^2}$, $\mu_n' = -i\sqrt{n^2 p^2 - \sigma h^2}$ であるから、(34) から、

$$h^4 \Delta_n = (\sigma h^2 - 2n^2 p^2)^2 - 4n^2 p^2 \sqrt{n^2 p^2 - h^2} \sqrt{n^2 p^2 - \sigma h^2}, \quad (47)$$

となる。今 $np=q$ と置くとこの式の右辺は明らかに良く知られた Rayleigh 波の速度を決定する式に外ならない。従つてポアソン比が 1/4 の時 $\Delta_n=0$ の根は容易に

$$np = 1.0877\sqrt{3} h = 1.884h \quad \text{或は} \quad n = 1.884 L/L_p \quad (48)$$

である事が分る。 L は褶曲表面の波長、 L_p は入射 P 波の波長である。かくして $\sqrt{\sigma h} > np$ 即ち $L/L_p > 0.577n$ (ポアソン比 = 1/4) の時は上の近似は成立するが、 $L/L_p < 0.577n$ の時は $L/L_p \approx n/1.884 = 0.531n$ の場合のみ成立する事になるのである。又 $\sqrt{\sigma h} < np$ で然も上の条件を満足する時は、振巾が深さと共に指数函数的に減少し、 x の正負の方向に伝播する波が生ずるわけであり、この種の波は表面が平面の時には SV 波が臨界角以上で入射する時のみ生ずるものである。若し $\Delta_n=0$ の場合には反射スペクトラムは無限大になるが、これは上に述べた様に表面が平面の時存在する Rayleigh 波の波長を L_R とすると、 $L=nL_R$ の時に生ずるわけであつて、この時は n 次のスペクトラムのみが無限大になるのではない。例えば 1

次のスペクトラム A_1 は $L=L_R$ の時のみ不定になるのではなく、 $L=2L_R$ の時にも不定になるのである。即ち数学的にはこの場合は有限確定の解は存在せず、従つて上の近似方法は使えなくなる。これは Rayleigh も述べている様に、完全反射、無限に続く調和波及び地表の褶曲が無限に広がっている事等の仮定をとつた事によるもので、この場合は別の近似方法を取らねばならない。

ii) SV 波入射の場合。この場合は $a=0$, $b=1$, $\beta=0$ と置けば良いのであるから $\alpha=0$, $\sin \alpha_n' = -\sin \alpha_n$, $\sin \beta_n' = -\sin \beta_n$, $\cos \alpha_n' = \cos \alpha_n$, $\cos \beta_n' = \cos \beta_n$ となる。従つて i) と全く同じ様にしてスペクトラムを求める事が出来る。i) と同じ仮定のもとに第二近似までの結果のみを示すと、

$$A_0=0, \quad B_0=-1+\sigma^{3/2}h\{c_1^2\mu_1'/\Delta_1+c_2^2\mu_2'/\Delta_2\}, \quad (49)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= 2ic_1\sigma^{3/2}p\mu_1'/h\Delta_1 - (c_1c_2\sigma^{3/2}/h^3\Delta_1)[p\mu_1'P_2 - (\sigma h^2 - 2p^2)Q_2], \\ B_1 &= -ic_1\sigma^{3/2}(\sigma h^2 - 2p^2)/h\Delta_1 + (c_1c_2\sigma^{3/2}/2h^3\Delta_1)[(\sigma h^2 - 2p^2)P_2 + 4p^2\mu_1Q_2], \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

$$\left. \begin{aligned} A_2 &= 4ic_2\sigma^{3/2}p\mu_2'/h\Delta_2 - (c_1^2\sigma^{3/2}p/h^5\Delta_1\Delta_2)[2\mu_1'\mu_2'R_2 - (\sigma h^2 - 8p^2)S_2] \\ B_2 &= -ic_2\sigma^{3/2}(\sigma h^2 - 8p^2)/h\Delta_2 + (c_1^2\sigma^{3/2}/2h^5\Delta_1\Delta_2)[\mu_1'(\sigma h^2 - 8p^2)R_2 + 8p^2\mu_2S_2], \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

$$\left. \begin{aligned} A_3 &= -(c_1c_2\sigma^{3/2}/h^3\Delta_3)[6p\mu_3'T_2 - p(\sigma h^2 - 18p^2)U_2], \\ B_3 &= (c_1c_2\sigma^{3/2}/h^3\Delta_3)[(\sigma h^2 - 18p^2)T_2 + 6p^2\mu_3U_2], \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

$$\left. \begin{aligned} A_4 &= -(2c_2^2\sigma^{3/2}p/h^3\Delta_2\Delta_4)[2\mu_2'\mu_4'V_2 - (\sigma h^2 - 32p^2)W_2], \\ B_4 &= (c_2^2\sigma^{3/2}/2h^3\Delta_2\Delta_4)[\mu_2'(\sigma h^2 - 32p^2)V_2 + 32p^2\mu_4W_2], \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

$$\left. \begin{aligned} P_2 &= \mu_1'(\sigma^2h^2 + 4p^2\sigma - 1)/\Delta_1 + \mu_2'(\sigma^2h^2 - 8p^2\sigma - 1)/\Delta_2, \\ Q_2 &= \{(\sigma h^2 - 2p^2)(\sigma h^2 - 3p^2) + \mu_1\mu_1'(\sigma h^2 + 6p^2)\}/h^2\Delta_1 + \sigma\{(\sigma h^2 - 8p^2) - 2\mu_2\mu_2'\}/\Delta_2, \\ R_2 &= h^2(\sigma^2h^2 - 8p^2\sigma - 1), \\ S_2 &= \{(\sigma h^2 - 2p^2)(2\sigma h^2 - 3p^2) - \mu_1\mu_1'(\sigma h^2 - 6p^2)\}, \\ T_2 &= \mu_1'(\sigma^2h^2 - 12p^2\sigma - 1)/\Delta_1 + \mu_2'(\sigma^2h^2 - 24p^2\sigma - 1)/\Delta_2, \\ U_2 &= \{(\sigma h^2 - 2p^2)(3\sigma h^2 - 5p^2) - \mu_1\mu_1'(\sigma h^2 - 10p^2)\}/h^2\Delta_1 \\ &\quad + \{(\sigma h^2 - 8p^2)(3\sigma h^2 - 16p^2) - 2\mu_2\mu_2'(\sigma h^2 - 16p^2)\}/h^2\Delta_2, \\ V_2 &= (\sigma^2h^2 - 32p^2\sigma - 1), \\ W_2 &= \{2(\sigma h^2 - 8p^2)(\sigma h^2 - 6p^2) - \mu_2\mu_2'(\sigma h^2 - 24p^2)\}/h^2, \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

又この場合は

$$A_n' = -A_n, \quad B_n' = B_n, \quad (55)$$

である。energy flux 連続の式は、

$$\text{mod } {}^2B_0 + 2\sum \mu_n \text{mod } {}^2A_n/\sqrt{\sigma}h + 2\sum \mu_n' \text{mod } {}^2B_n/\sqrt{\sigma}h = 1, \quad (56)$$

$$\text{或は } \bmod^2 B_0 + 2 \sum \cos \alpha_n \bmod^2 A_n / \sqrt{\sigma} + 2 \sum \cos \beta_n \bmod^2 B_n = 1, \quad (57)$$

で与えられる。以上の近似は i) で述べた様に $L = nL_R$ の場合は成立しない。

II. SH 波入射の場合

§ 11. 斜めの入射

この場合の境界条件は (9) で与えられる。この式で v の代りに速度ポテンシャルを置くと Rayleigh の取扱つたに ‘fixed corrugated wall’ に音波が入射する時の問題と全く同じになる。即ち入射角 γ の時 y 方向の変位 v を、

$$\begin{aligned} v e^{-i\sqrt{\sigma} h x \sin \gamma} = & e^{i\sqrt{\sigma} h z \cos \gamma} + C_0 e^{-i\sqrt{\sigma} h z \cos \gamma} + \dots + C_n e^{i n p x} e^{-i\sqrt{\sigma} h z \cos \gamma_n} \\ & + C_n' e^{-i n p x} e^{-i\sqrt{\sigma} h z \cos \gamma_n'} + \dots \end{aligned} \quad (58)$$

と置き ($e^{i\sqrt{\sigma} h V_s t}$ 省略),

$$\sin r_n - \sin r = n p / \sqrt{\sigma} h, \quad \sin r_n' - \sin r = -n p / \sqrt{\sigma} h, \quad (59)$$

なる事を考慮して境界条件 (9) に入れると Rayleigh の場合と全く同じ様にして、第一近似として、

$$\left. \begin{aligned} C_0 = 1, \quad C_n \cos r_n &= i(c_n - i s_n)(\sqrt{\sigma} h \cos^2 r - n p \sin r), \\ C_n' \cos r_n' &= i(c_n + i s_n)(\sqrt{\sigma} h \cos^2 r + n p \sin r), \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

又 C_0, C_n の第二近似を決める式として、

$$\left. \begin{aligned} \cos r(1 - C_0) &= \dots + (c_n^2 + s_n^2)(\sqrt{\sigma} h \cos^2 r - n p \sin r)^2 / 2 \cos r_n \\ &+ (c_n^2 + s_n^2)(\sqrt{\sigma} h \cos^2 r + n p \sin r)^2 / 2 \cos r_n' + \dots \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos r_n \cdot C_n &= 2i(\sqrt{\sigma} h \cos^2 r - n p \sin r) \zeta_n \\ &+ i c_n' (\sqrt{\sigma} h \cos^2 r_n' - 2 n p \sin r_n') \zeta_{2n} + \dots \\ &+ i c_{n \mp r} (\sqrt{\sigma} h \cos^2 r_{n \mp r} - r p \sin r_{n \mp r}) \zeta_{\pm r} \\ &+ i c_{n \mp r}' \{ \sqrt{\sigma} h \cos^2 r_{n \mp r}' - (2n \mp r) p \sin r_{n \mp r}' \} \zeta_{2n \mp r}, \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

が得られる。(62) に於ける r は (31) に於けるものと同じものである。

§ 12. 鉛直下方からの入射

$r=0$ とし § 10 で行なつた様に $s_n=0$ 又 c_3 以上を 0 と仮定すると、 $\sqrt{\sigma} h \cos r_n = \sqrt{\sigma} h \cos r_n' = \mu_n'$ と置いて結局次の結果を得る。

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= i c_1 \sigma h^2 / \mu_1' - (c_1 c_2 \sigma h^2 / 2 \mu_1') [(\mu_1'^2 + 2 p^2) / \mu_1' + (\mu_2'^2 + 2 p^2) / \mu_2'] = C_1', \\ C_2 &= i c_2 \sigma h^2 / \mu_2' - [c_1^2 \sigma h^2 (\mu_1'^2 - p^2) / 2 \mu_1' \mu_2'] = C_2', \\ C_3 &= -c_1 c_2 \sigma h^2 (\mu_1' + \mu_2') (\mu_1' \mu_2' - 2 p^2) / 2 \mu_1' \mu_2' \mu_3' = C_3', \\ C_4 &= -c_2^2 \sigma h^2 (\mu_2'^2 - 4 p^2) / 2 \mu_2' \mu_4' = C_4', \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

これより高次のものは消える。以上の近似は $\mu_n'=0$ の場合は使えなくなる。これは $r_n=$

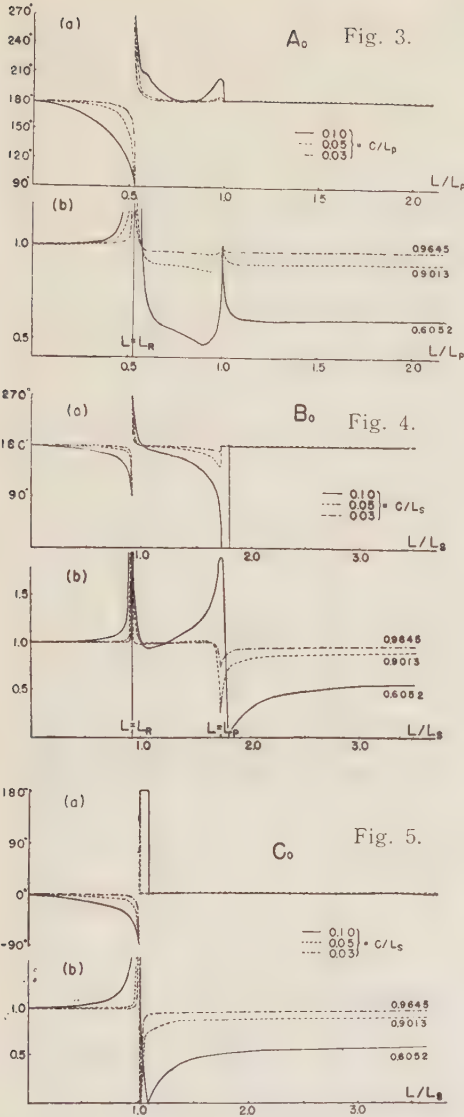


Fig. 3-5. The variation of the phase (a) and the amplitude (b) of regularly reflecte Kave in the cases of normal incidence of P -wave (Fig. 3), SV -wave (Fig. 4) and SH -wave (Fig. 5), respectively, when the equation of reflecting surface is given by $z=c \cos(2\pi/L)x$, where

c =the amplitude of corrugated surface,
 L =the wave-length of corrugated surface,
 $L_{p,s}$ =the wave-length of incident P - or S -wave,
 L =the wave-length of Rayleigh wave which is propagated along the plane surface.

$\pm\pi/2$, 即ち或スペクトラムが丁度 $z=0$ の面と一致した場合である。

§ 13. 計算例

Fig. 3~Fig. 5 は地表が $z=c \cos px$ の時の $A_0, B_0, C_0, A_1, B_1, C_1$ 等の第二近似までとつたものを c/L_P 或は L_S (= 褶曲地表の振巾 / 入射波の波長) をパラメーターとして示したものである。横軸は何れも L/L_P 或は L_S (= 褶曲地表の波長 / 入射波の波長) である。又これらの図の内, Fig. 3, 6, 7, 11, 12, は P 波入射の場合, Fig. 4, 8, 9, 13, 14 は SV 波入射の場合, Fig. 5, 10, 15 は SH 波入射の場合である。以上の図から気付かれる事を列挙すると, 先づ Fig. 3, 4, 5 から, 1) P 及び SV 波入射の場合は $L=L_R$ で, SH 波入射の場合は $L=L_S$ で phase は急激に変るが, 此処で振巾は無限大となりこの近似は使用出来ないのである。2) SV 波入射の時 $L=L_p$ で今の近似値の補正項は極値をとる。即ち $B_0=-1+\delta$ の δ が大となるので c/L_s が小なら問題はないが大きい時には更に近似の度をあげなくてはいけなくなる。例えば $c/L_s=0.1$ の時 $L=1.04L_p$ 附近で $B_0=0$ となる事があるのはこの為でこの部分では phase の変化は c/L_s の小さい場合と違ってしまつてゐる。3) 上の事を考慮すると, P 及び SV 波入射の場合は $L>L_p$ で phase 変化 π , SH 波入射の場合は $L>L_s$ で 0, 即ち平面反射の phase 変化と同じと云う事が出来る。4) P 波入射の場合は $L=L_s$ の時の $|A_0|$ に, $|B_0|$ の $L=L_p$ に於ける様な異常はこの振巾のグラフ だけからは見られない。

5) P 波入射の場合は $L=L_p$ で, SV 波の時は $L=L_s$ で c/L_p 或は L_s の値に関係せず振幅 1, 位相差 π で丁度平面反射の場合と同じになる. 6) P 及び SV 波入射の場合は $L<L_R$ で, SH 波入射の場合は $L<L_s$ で $|A_0|, |B_0|, |C_0|$ 等は 1 より大, 逆に $L>L_R$ 或は $L>L_s$ で 1 より小となるが, 何れの場合も c/L_p が小さくなるにつれて 1 に等しくなる. 即ち褶曲の振幅が小さくなると, その波長の如何に拘わらず平面反射の場合に近くなるわけである. 7) SH 波入射の時 $L_s>2\pi c$ であれば $L>L_s$ の或所で $C_0=0$ となり $c/L_s \rightarrow 0$ につれてこの点は $L=L_s$ の点に近づく. 8) L/L_p の非常に大きい所では, c/L_p 或は L_s の同じ値については $|A_0|, |B_0|, |C_0|$ は同じ値に近づく.

次に Fig. 6~10 からは, 9) P 波入射の時は A_1 は $L=\sqrt{2/3} \cdot L_p$ で, B_1 は $L=L_p$ で

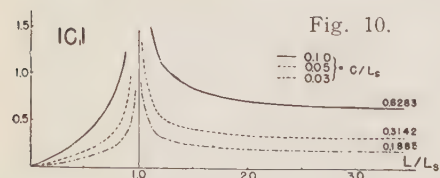
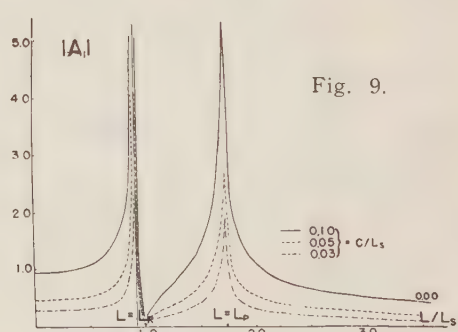
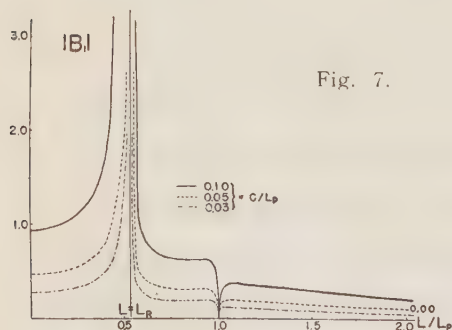
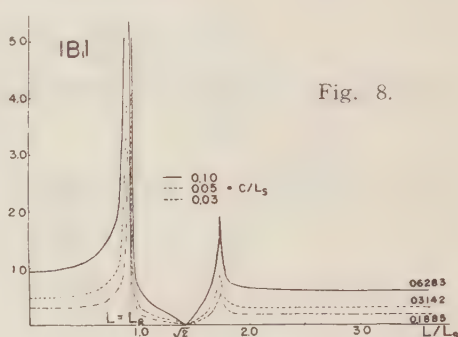
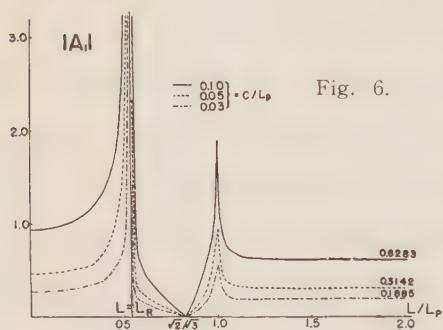


Fig. 6-10. The variation of the amplitude of the first spectra in the cases of normal incidence of P -wave (Fig. 6, 7), SV -wave (Fig. 8, 9) and SH -wave (Fig. 10), respectively.

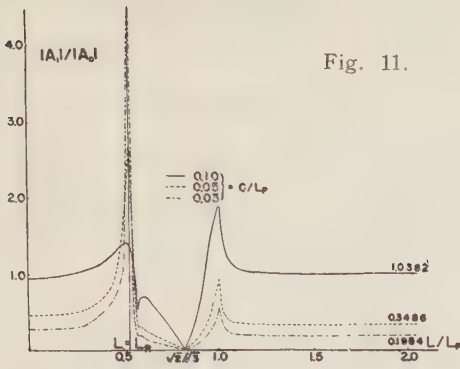


Fig. 11.

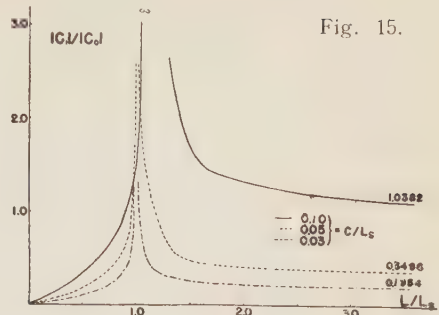


Fig. 15.

Fig. 11-15. Ratio of the amplitude of the first spectra to the amplitude of incident wave in the cases of normal incidence of P -wave (Fig. 11, 12), SV -wave (Fig. 13, 14) and SH -wave (Fig. 15), respectively.

0 となり、又 SV 波入射の時は B_1 は $L = \sqrt{2} L_S$ で、 A_1 は $L = L_S$ で 0 となる。10) P , SV 波入射の場合共に $L = L_P$ で $|A_1|$ は大となり異常があるが、 $|B_1|$ は $L = L_S$ でも異常は見られない。11) L/L_P 或は L/L_S が非常に小さい時 $|C_1|$ は c/L_S の値に関せず 0 に近づくが、 $|A_1|$, $|B_1|$ は 0 とはならず、 c/L_P 或は L_S の同じ値に対しては何れの場合も同じ値をとる。 c/L_P 或は $c/L_S \rightarrow 0$ に従い当然の事乍ら 0 に近づく。12) P , SV 波入射何れの場合も $L < L_R$ では $|B_1| > |A_1|$ となる。又前者の場合 $L > L_P$ では同じ c/L_P の値に対しては常に $|A_1| > |B_1|$ であるが、後者では $L \approx 2.6 L_S$ 近傍から $|B_1| > |A_1|$ となる。13) 何れの場合も $L < L_S$ ならば、これらの波は表面波の様に地表から遠ざかるに従い指数函数的に減衰する波として x の正負の方向に伝播する。 $L_S < L < L_P$ ならば S 波の方は実体波として、又 $L > L_P$ なら全ての波が実体波として反射する。

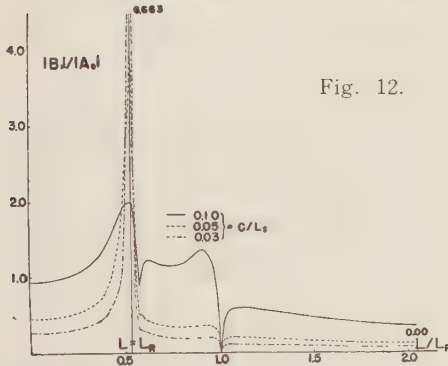


Fig. 12.

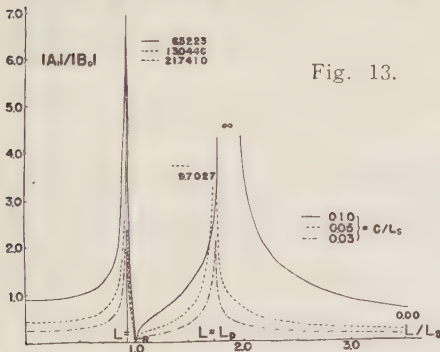


Fig. 13.

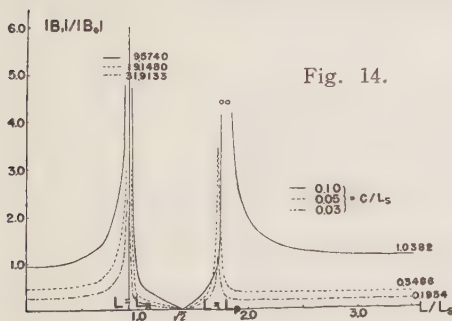


Fig. 14.

最後に Fig. 11~15 は一次のスペクトラムと、正常反射波の振巾比を示したもので、これらの図からは、14) P 波入射の時、振巾自身は $L=L_S$ で異常がない様に見えるが、振巾比をとると明らかに異常が見られる。15) SV 波入射の場合、 $c/L_S=0.1$ の時 $L \approx 1.8 L_S$ で ∞ となるのは、ここで $|B_0|=0$ となる為で、前にも述べた様に $c/L_S=0.1$ 程度となるとこの近似では不充分となる為と考えられる。16) SH 波入射の場合は $L=L_S$ で振巾比は有限であるが、それより稍大きい所で ∞ となる。 $c/L_S \rightarrow 0$ につれてこの点は $L=L_S$ に近づく。

§ 14. 結 語

Fourier 級数に展開出来る様な表面地形に平面波が入射する時の問題を取扱つたが、一般の場合に対する計算は極めて複雑なので、簡単の為に鉛直下方からの入射の場合について求めた。反射波は正常反射波(平面とした時の反射波)の外に多くのスペクトラムが生じるが、これらのスペクトラムは褶曲表面の振巾が入射波の波長に較べ非常に小さい時は褶曲表面の波長の如何に拘わらず極めて小さい(即ち平面とした時の反射に近づく)が、さうでない場合は正常反射波に比し必ずしも無視出来ぬ程になる。又若し表面地形の波長が入射 S 波の波長より小さいと、実体波として反射するのは正常反射波のみで、その外に振巾が表面から遠去かるに従い指数函数的に減少し、入射角及び表面の波長に關した速度で x の正負の方向に伝播する波があらわれる。鉛直方向の減衰の程度は高次のスペクトラム程著しい。この種の波は表面が平面の時は、 SV 波が臨界角以上で入射する時にのみ生じるものである。表面地形の波長が長くなると実体波として反射するスペクトラム数も増すが、波長が有限である限り、依然上述の様な波は存在し得るのである。

地震波動では表面地形の振巾は入射波の波長に較べ非常に小さい事が多く、實際上地表を平面としてしまつてもそう違わぬ事が多いが、例えば非常な短週期の波を問題にする様な時など平面でない為の影響は必ずしも看過し得ないものとなる事があるであろう。尙地表が週期的に変化する様なものでない場合に生ずる波については今後の機会に発表するつもりである。

最後に、絶えず御指導、御鞭撻下された松沢教授並びに松沢研究室助手の方々に厚く御礼申し上げます。

文 献

- 1) Lord Rayleigh, "The Theory of Sound," 2nd edition, § 272a, 1896.
- 2) ,, ,, ,, "On the Dynamical Theory of Gratings." Proc. Roy. Soc., A, Vol. LXXIX, pp. 399-416, 1907.

電磁地震計と電流計とを直結した場合の coupling の影響について

秋田大学鉱山学部 田 治 米 鏡 二

(昭和 29 年 11 月 17 日受理)

Coupling-effect of the Galvanometer Connected Directly to the Electrodynamic Seismometer

Kyozi TAZIME

(Received Nov. 17, 1954)

General expression of the coupling-effect was given. Several previous papers^{2),3),4)} were discussed, regarding to that expression. Our useful expression was developed to more practical schemata, Fig. 2~Fig. 9. The conclusions were given from those calculations: (1) In order to neglect the coupling-effect, the damping factors, especially those due to A_1 or A_2 , are smaller the better, on the contrary the ratio of the natural periods proper to the respectives are larger the better. (2) From practical view point, it will be difficult to neglect the coupling-effect in the case $\sigma \approx 1$. (3) These considerations may be applied to transient phenomena, including the observation of free oscillation of a pendulum.

The dynamical properties of our system may be greatly influenced by the small changes of the constants proper to the equipments. Therefore, I believe, the coupling-effect must be considered also in the case of comparing the relative wave forms by means of respective observational systems, when the coupling effect cannot be neglected.

§ 1. coupling の影響の一般的表現

§ 2. 表題に関する今迄の研究の批判

§ 3. 数種の組合せについて一般的表現から求めた計算図の作成

§ 4. 結 論

§ 1. Fig. 1の如く中間に shunt Z_s を設けて電磁地震計と電流計とを直結した場合の地震計の振子の運動は次式に依つて与えられる。¹⁾

$$V_1(z_1 + z_{m1}) \left\{ 1 - \frac{Z_s^2}{(Z_1 + Z_s)(Z_2 + Z_s)} \cdot \frac{z_{m1} \cdot z_{m2}}{(z_1 + z_{m1})(z_2 + z_{m2})} \right\} = F_1. \quad (1)$$

但し $z_{m1} = A_1^2 / \{Z_1 + (Z_2 Z_s) / (Z_2 + Z_s)\}$ 及び $z_{m2} = A_2^2 / \{Z_2 + (Z_1 Z_s) / (Z_1 + Z_s)\}$ は夫々電磁地震計及び電流計の short circuit impedance であつて、夫々の機械的減衰力として作用するのである。この論文では添字 1 は電磁地震計に関する量を表わ

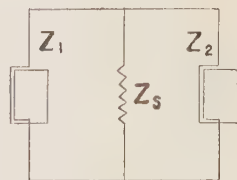


Fig. 1. Electrical circuit of our problem

し、添字 2 は電流計に関する量を表わすものとする。\$z\$ 及び \$Z\$ は夫々機械的 impedance 及び電氣的 impedance である。又 \$V\$ は速度、\$F\$ は外力、そして \$A\$ は force factor である。

次に電流計線輪の運動を求めてみると、

$$V_2(z_1+z_{m1})(z_2+z_{m2})\left\{1-\frac{Z_s^2}{(Z_1+Z_s)(Z_2+Z_s)}\cdot\frac{z_{m1}\cdot z_{m2}}{(z_1+z_{m1})(z_2+z_{m2})}\right\} \\ = -\frac{F_1A_1A_2}{Z_1+Z_2+(Z_1Z_2)/Z_s} \quad (2)$$

即ち電磁地震計或は電流計の運動に及ぼす coupling の影響は (1) 或は (2) 式の { } 内第 2 項に依つて与えられることが分る。故にこの第 2 項を

$$S = \frac{Z_s^2}{(Z_1+Z_s)(Z_2+Z_s)} \cdot \frac{z_{m1}\cdot z_{m2}}{(z_1+z_{m1})(z_2+z_{m2})} \quad (3)$$

とおいたとき、若し \$S \ll 1\$ ならばこの記録系に於ては coupling の影響を無視出来るのである。

§ 2. さて表題の事柄に就いては既に 2, 3 の人々の研究がある。^{2), 3), 4)}

(i) 先づ電磁記録系を最初に体形づけた Galitzin も一応この事柄を考慮しているのであるが、これはごく簡単な取り扱いにするための仮定がひどすぎて一般性がない。

(ii) 次に Wenner は電磁地震計及び電流計の夫々の 2 階線型常微分方程式を連立させ、これから電流計の強制振動を得るための方程式を次の如く求めた。

$$[\omega^4 - j\omega^3c_1 - \omega^2c_2 + j\omega c_3 + c_4]\theta_2 e^{j\omega t} = -j\omega^3c_5 \times e^{j\omega t} \quad (4)$$

但し \$c_1, c_2, c_3, c_4\$ 及び \$c_5\$ は夫々電磁地震計及び電流計の定数の組合せのみによつて与えられる量である。又 \$\theta_2\$ 及び \$X\$ は夫々電流計の角変位及び外力の変位の絶対値であつて、\$\omega\$ は外力の角周波数である。

(4) 式を用いれば種々の \$\omega\$ に就ての電流計の角変位と外力の変位との振巾比及び位相差を計算できる。然し (4) 式から coupling の影響の程度を調べることは困難である。

Wenner はそこで ideal galvanometer (電流に極めて忠実に従うのである。) と云うものを假定して

$$k_1 + k_2(A_1^2/A_2^2) \quad (5)$$

の第 2 項が coupling の影響であるとした。⁵⁾ 但し \$k\$ は慣性能率を表わすものとする。

然るに比較を簡単にするために (2) 式で \$Z_s = \infty\$ とおくと、

$$V_2(z_1z_2 + z_2z_{m1} + z_1z_{m2}) = -(F_1A_1A_2)/(Z_1+Z_2) \quad (6)$$

ところで (4) と (6) とは全く同じ意味のものなので、ideal galvanometer の假定

$$z_2 \ll z_{m2}$$

を (6) 式の左辺に適用してみると,

$$\begin{aligned} (6) \text{ 式の左辺の } () &= z_{m2}(z_1 + z_2 z_{m1}/z_{m2}), \\ &= \{A_2^2/(Z_1 + Z_2)\} \{z_1 + z_2(A_1/A_2)^2\}. \end{aligned} \quad (7)$$

然るに

$$z = r_0 + j(m\omega - s/\omega) \quad (8)$$

であるから, Wenner の場合の如く

$$Z = R \text{ (resistance)}, \quad A = |A|.$$

とすれば coupling の影響は (7) の第 2 { } 内に示されていて, 然も慣性項は確かに (5) と同じになる. 減衰力 (r) 及び復元力 (s) についても Wenner の与えたものと全く同じになることは明かである. さて (6) 式の右辺は $Z = R$ の場合には ω に independent であるから, 若しも (5) の第 2 項が第 1 項よりも非常に小さいならば, V_2 の振動特性は単に電磁地震計の振子が coupling の影響なしに振動した場合の振動特性と一致するのである. Wenner 流の考えで電磁地震計の振子の質量を電流計の線輪の質量よりも圧倒的に大きくしたいと云う理由はこの関係から生じているのである.

然るに実はこの考え方は錯誤を犯しているのである.

Wenner の取扱い方で先づ問題になるのは ideal galvanometer の仮定である. 即ち

$$z_1 z_2 + z_2 z_{m1} + z_1 z_{m2} \rightarrow z_2 z_{m1} + z_1 z_{m2} \quad (9)$$

とした点である. 然るにこの近似が成立するためには

$$z_2 = r_{02} + j(m_2\omega - s_2/\omega) \ll z_{m2} = r_{e2} \quad (10)$$

でなければならぬ. 但し添字 0 及び e は夫々機械的原因及び電気的原因を表わすものとする.

然るに (10) は次の如く書くことも出来る.

$$\{2h_{02}u_1 - j(1 - u_2^2)\} \ll 2h_{e2}u_2,$$

$$\text{或は} \quad (h_{e2}/h_2) \left\{ 1 / \left\{ j \left(\frac{1 - u_2^2}{2h_2u_2} \right) + 1 \right\} \right\} \gg \frac{1}{2}. \quad (11)$$

但し n を振子の自己振動率とし, $u = n/\omega$ とおいた. 又 $h = h_0 + h_e$ と書いた.

然るに (11) の左辺の絶対値は 1 より大きくはならない. 故に (11) に於て \gg の成立は望めないのである. 即ち (9) の近似は無理であつたのである.

次に若しも (9) の近似を許した場合には, 更に coupling の影響を省略しうる条件として

$$(5) \text{ から } k_1 \gg k_2(A_1^2/A_2^2) \quad (12)$$

が成立しなければならぬ. 然るにこの関係は先の考察により次の如く書いた方が一般的であ

る。

$$z_1 \gg z_2 (z_{m1}/z_{m2}) . \quad (13)$$

然るに $z_m = 2h_e nm$ であるから

$$z_{m1}/z_{m2} = (m_1/m_2)(h_{e1}/h_{e2}(n_1/n_2)) .$$

故に z_1 を z_2 よりも大きくするために m_1 を m_2 より大きくしても丁度その比だけ (z_{m1}/z_{m2}) が大きくなつてしまうのである。故に電磁地震計の振子の質量を電流計線輪の質量に比べて大きくすることは実は (12) の条件を有利にすることに少しも役立つていないのである。(13) をもつと具体的な量で書いてみると、

$$\frac{h_{e2}}{h_2} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{1-u_2^2}{2h_2u_2}} \gg \frac{h_{e1}}{h_1} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{1-u_1^2}{2h_1u_1}} . \quad (14)$$

即ち Reid の計算を基にした Wenner の条件 (5) は (14) と全く同等であり、然も Wenner の主張に反し (14) 式には振子及び線輪の質量 m_1 及び m_2 は直接には関係していないのである。

但し

$$2h = 2h_0 + 2h_e = (r_0 + r_e)/(mn) , \quad r_e = z_m .$$

であるから、 A に起因する減衰力 (r_e) 以外の減衰力 (r_0) が大きい場合には (h_{e1}/h_1) の値は振子の質量 (m_1) 及び r_0 を更に大きくすることに依つていくらかでも小さく出来るのである。

coupling の影響の考察に当つて地震計の振子の質量 (m_1) 或は慣性能率 (k_1) と電流計の線輪の質量 (m_2) 或は慣性能率 (k_2) との比を決定的要素として取り挙げた Wenner の所論及びそれ以後 Wenner の方式に盲従した人々の錯誤については以前にも指摘しておいた。¹⁾ 然し要するに Wenner の所論は電磁地震計に直結した電流計の運動は当然両振動系の夫々の振動特性によつて総合的に影響されるべきものを一挙に同等な器械的拡大地震計の振動特性のみに近似させようとしたところに根本的な無理があるのである。

現に Wenner の地震計の設計は結局彼の式 (4) [(2) 式と同じである] に基くことは出来なかつたのである。Wenner の記録系による実験値が coupling の影響がない場合の計算値とよくあつてゐるのは § 2 で一層明らかになる如く、Wenner が苦心して決めた両振子の質量の比によるものではなくて、実は shunt のお蔭に依るものである。

(iii) Coulomb と Grenet³⁾ は結合係数 (λ) なるものを主役にしてゐる。電流計線輪の運動は Wenner の場合の如く 4 階線型常微分方程式となる。但し Wenner の (4) 式の如くいきなり両振動系の定数を一纏めにして階別に表現することをしないで

$$\left\{ \left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\varepsilon_1 \frac{d}{dt} + n_1^2 \right) \left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\varepsilon_2 \frac{d}{dt} + n_2^2 \right) - \Sigma^2 \frac{d^2}{dt^2} \right\} \theta = q \frac{d^3 x}{dt^3} \quad (15)$$

と書いた。(15) で Σ^2 が coupling の影響を示している。若しも

$$\Sigma^2 \ll 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 \quad (16)$$

ならば (15) 式の中で coupling の影響を無視出来ることが分る。即ち

$$\Sigma^2 = 4(1-\lambda)\varepsilon_1 \varepsilon_2, \quad 0 \leq \lambda \leq 1 \quad (17)$$

とおいたとき λ が 1 に近ければ coupling は無視出来るし、 λ が 0 に近ければ coupling は無視出来ないのである。

さて (16) を吾々の記号に翻訳すると、

$$(h_{e1}/h_1)(h_{e2}/h_2) \ll 1 \quad (18)$$

となる。若し (18) の条件が満されるならば両振動系の夫々の振動特性がどのようなものであろうと coupling の影響は無視出来て、電流計線輪の運動は両振動特性の積によつて与えられることは (15) 式に依つて明らかである。実は後に示すごとく (18) 式が満されれば (3) 式は $S \ll 1$ となるので今述べた事は (2) 式 [実は (15) 式と全く同じ意味のものである。] でも示されているのである。然るに (18) が満されていない場合の Coulomb と Grenet の取扱いはここで (17) を (15) に代入して階別に整理し、結局 Wenner に於けるが如く 4 階線型常微分方程式の一般的解法に戻つてしまつてゐるのである。即ち両振動系の夫々の振動性の表現で纏めて表現していないので、coupling の程度の評価に対して吾々が既に熟知している 2 階線型常微分方程式の振動特性を直接には利用出来ないのである。(17) 式の λ は吾々の記号に従えば

$$\lambda = \{h_{01}/(h_{01} + h_{e1})\} \{h_{02}/(h_{02} + h_{e2})\}. \quad (19)$$

となり、 λ が 1 に近いと云う条件は (18) の条件と全く同じものである。かくの如く λ は電磁的或はそれ以外の damping factor (h) の組合せに依つて与えられる定数であるが、4 階の方程式でこの λ の寄与の程度を論じることが極めて面倒なことである。Coulomb と Grenet は徒らに冗長な計算を行つていて、一般的形勢を概観又は直観することが出来ないのである。

(iv) Schmeritz⁴⁾ は Wenner の式 (4) の右辺を 0 とおいた場合をやつてゐる。即ち直結された両振動系の自由振動を調べたのである。これは吾々の記号による方程式 (2) 又は (6) で $F_1=0$ とおいた場合、即ち

$$z_1 z_2 + z_2 z_{m1} + z_1 z_{m2} = 0 \quad (20)$$

なる方程式で $\Omega = j\omega$ をこの方程式の根 (複素量を含む) と考えた場合に相当している。4 次方程式を吟味することは大変手間が掛る。然るに単に総合的振動特性に及ぼす coupling の影

響を評価すると云う見地よりすれば、自由振動を調べても強制振動を調べても結局は同じ結論に到達するのである。このことは線輪の運動に及ぼす self-inductance の影響を調べた際にも云えたことであつた。⁶⁾但し transient の振動波形そのものを求めるためには自由振動と強制振動とを両方共調べなければならぬ。然し今は単に coupling の影響を無視しうる条件を捜すのが主目的であるから、この目的のためには強制振動のみを扱えばよいのである。自由振動でこれを考察することは余りにも手間が掛り Schmeritz の所論も一般的概観には適していない。

§ 3. 以上の考察より結論するに表題の事柄を調べるには吾々の (2) 式そのもので論じるのが最も明確である。

(3) 式の右辺は § 2 で導入した如き一層具体的な量で表現すれば

$$S = \frac{Z_s^2}{(Z_1 + Z_s)(Z_2 + Z_s)} \cdot \left(\frac{h_{e1}}{h_1} \cdot \frac{h_{e2}}{h_2} \right) \left\{ \frac{1}{1 + j \left(\frac{1 - u_1^2}{2h_1 u_1} \right)} \cdot \frac{1}{1 + j \left(\frac{1 - u_2^2}{2h_2 u_2} \right)} \right\}. \quad (21)$$

$$= -\sigma \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{u_1^2 - 1}{2h_1 u_1} \right)^2 + 1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{u_2^2 - 1}{2h_2 u_2} \right)^2 + 1}} \cdot e^{-j(\delta_1 + \delta_2)}, \quad (22)$$

但し

$$\sigma = \frac{Z_s^2}{(Z_1 + Z_s)(Z_2 + Z_s)} \cdot \left(\frac{h_{e1}}{h_1} \cdot \frac{h_{e2}}{h_2} \right),$$

$$\tan \delta_1 = 2h_1 u_1 / (u_1^2 - 1), \quad \tan \delta_2 = 2h_2 u_2 / (u_2^2 - 1).$$

先に紹介した Coulomb と Grenet の条件式 (18) はここでは $\sigma \ll 1$ なる条件になるのである。(22) 式の σ 以外のものは電磁地震計の振子及び電流計線輪の速度特性の積になつている。速度倍率係数は 1 より大きくはならないから、若しも $\sigma \ll 1$ ならば $S \ll 1$ となり、coupling の影響 (S) は問題なく無視しうることになる。

然るに σ が 1 よりも余り小さくない場合には coupling の影響 S は両振動系の速度特性の積によつて左右されるのである。然るに α は実数と見做しう或るとが多いであるが S は複素量なので、両振動系の速度倍率係数の積が 1 より余り小さくない場合には、 $(1-S)$ を直観で評価することは困難である。故にこの補正の係数 $(1-S)$ を一層分りよい形に書き直す必要がある。

前に使つた記号を用いると、

$$\sin \delta = 1 / \sqrt{\left(\frac{u^2 - 1}{2hu} \right)^2 + 1} \quad (23)$$

であるから、

$$1 - S = 1 + \sigma \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos (\delta_1 + \delta_2) - j \sigma \sin \delta_1 \sin \delta_2 \sin (\delta_1 + \delta_2). \quad (24)$$

これらの絶対値は、

$$|1-S| = \{1 + 2\sigma \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos(\delta_1 + \delta_2) + \sigma^2 \sin^2 \delta_1 \sin^2 \delta_2\}^{1/2}.$$

故に (2) 式によれば電流計の運動の振巾は coupling の影響がない場合に比べて $1/|1-S|$ 倍になるのである。

若しも shunt がなく $Z_s = \infty$ で、然も A_1 又は A_2 による電磁制振のみに頼っている場合には $h_1 = h_{e1}$, $h_2 = h_{e2}$ であるから結局 $\sigma = 1$ となる。斯くの如き使い方は実際に屢々行はれているのである。この場合には (24) は更に簡単になつて、

$$|1-S| = \frac{\sin \delta_1 \sin \delta_2 \sin(\delta_1 + \delta_2)}{\sin(\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12})} = \frac{1 + \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos(\delta_1 + \delta_2)}{\cos(\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12})}, \quad (25)$$

$$\arg.(1-S) = -(\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12}), \quad \text{但し} \quad \tan \delta_{12} = \tan \delta_1 + \tan \delta_2. \quad (26)$$

一方 (2) 式で coupling の影響がない場合の電流計の総合振動特性は既に計算されている。⁷⁾ 故に coupling の影響がある場合にはその計算値を (25) で割つてやれば coupling の影響についての補正が済んだことになるのである。 $\alpha u_1 = u_2$ とおき、 $h_1 = h_2 = h$ と仮定して、数種の

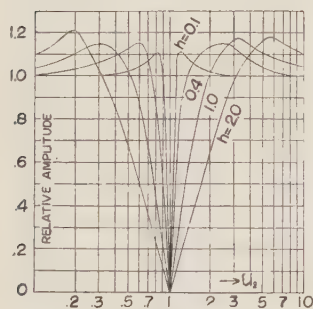


Fig. 2. Coefficients of the coupling-effect with respect to the amplitudes when $\alpha=1$

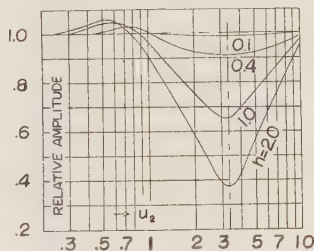


Fig. 4. Coefficients of the coupling-effect with respect to the amplitudes when $\alpha=5$

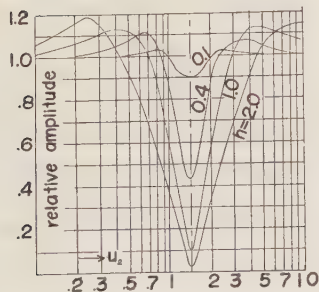


Fig. 3. Coefficients of the coupling-effect with respect to the amplitudes when $\alpha=2$

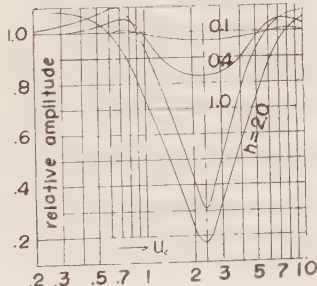


Fig. 5. Coefficients of the coupling-effect with respect to the amplitudes when $\alpha=10$

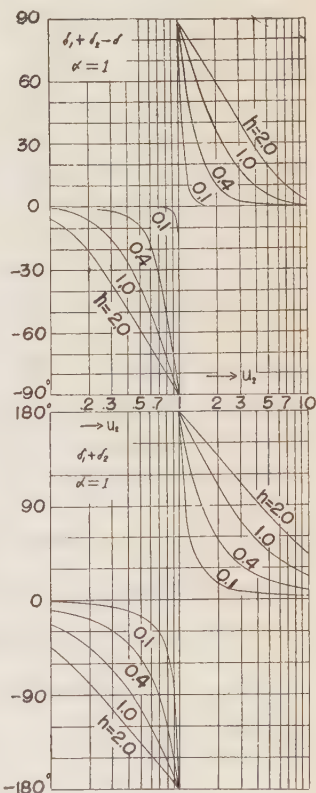


Fig. 6. Phase-lags influenced and not influenced by the coupling-effect when $\alpha=1$

α と h の組合せに就いて (25) を計算したのが Fig. 2~5 であり, (26) を描いたのが Fig. 6~9 である. (25) の計算に当つて $(\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12})$ が $\pi/2$ の奇数倍に近い場合は真中の式を用い, $\pi/2$ の偶数倍に近い時は右辺の式を用いるべきである.

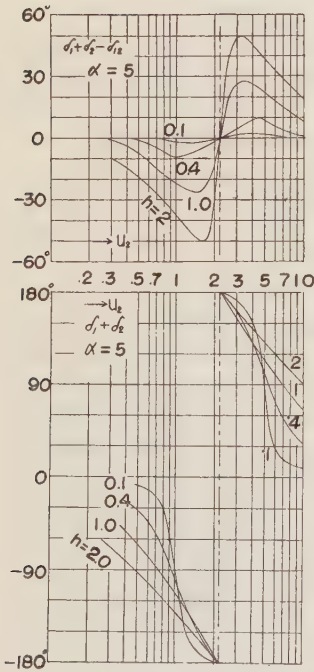


Fig. 7. Phase-lags influenced and not influenced by the coupling-effect when $\alpha=2$

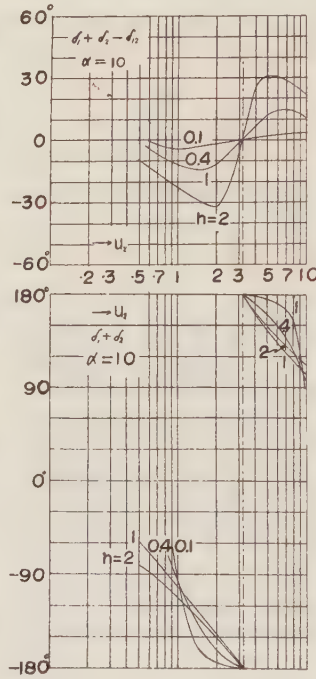


Fig. 8. Phase-lags influenced and not influenced by the coupling-effect when $\alpha=5$

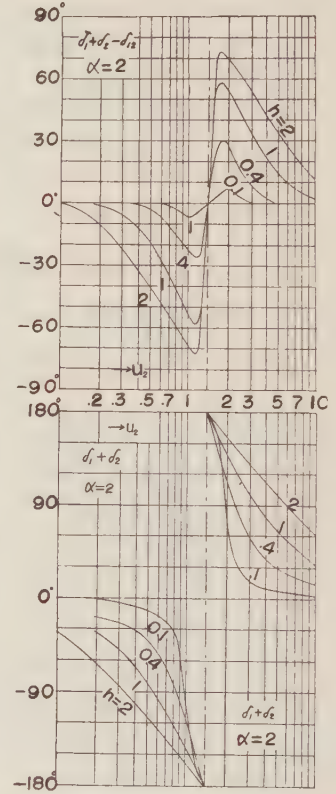


Fig. 9. Phase-lags influenced and not influenced by the coupling-effect when $\alpha=10$

Fig. 6~9 には $(\delta_1 + \delta_2)$ の値も示しておいた.

Fig. 2~5 及び Fig. 6~9 を比べて見ると次の事が分る.

$$u_2 < 1 \text{ 或は } u_2 > 10 \text{ で } (\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12}) \rightarrow 0 : |1-S| \rightarrow 1, \quad (27)$$

$$1 \leq u_2 < 10 \text{ の或る } u_2 \text{ で } (\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12}) = 0 : |1-S| = \text{極小}. \quad (28)$$

然るに

$$1-S = 1-S \exp \{-j(\pi + \delta_1 + \delta_2)\} = |1-S| \exp \{-j(\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12})\}. \quad (29)$$

即ち coupling の影響 (S) が無い場合の運動を 1 として, これに S が代数的に加わつたものを補正量とし, 更に補正量を補正係数と補正位相差とに分けなおして考えているのである.

故に $(\delta_1 + \delta_2 - \delta_{12}) = 0$ の由来も $(\delta_1 + \delta_2)$ と δ_{12} との関係に依つて内容が違ふことに注意しなければならぬ。実は (27) の場合は

$$\begin{aligned} u_2 < 1 & : \quad \delta_1 + \delta_2 \approx 2\pi \quad \text{及び} \quad \delta_{12} \approx 2\pi, \\ u_2 > 10 & : \quad \delta_1 + \delta_2 \approx 0 \quad \text{及び} \quad \delta_{12} \approx 0. \end{aligned}$$

であり、(28) の場合は

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \quad \text{及び} \quad \delta_{12} = \pi$$

なのである。

この事を (29) の解釈に適用すると真中の式で分る如く、(27) の場合には coupling の影響 (S) が元の運動と逆位相になつてゐるのである。これに反し (28) の場合には S が 1 と同位相である。このことが $|1-S| = \text{極小} \leq 1$ 即ち coupling の影響のために運動の振巾が coupling のない場合の振巾よりも大きくなる原因となつてゐるのである。即ち $\delta_1 + \delta_2 = \pi$ なる条件は地震計と電流計との相互の間で最も energy をやりとりしやすい状態なのである。特に $\delta_1 = \pi/2$ 即ち $\delta_1 = \delta_2$ で然もこの条件を満している場合には地震計が外部から energy を貰うのにも最も都合がよい。Fig. 2 を見るに $u_1 = u_2$ 即ち $\alpha = 1$ では $u_2 = 1$ に於て h の値の如何に拘らず $|1-S| = 0$ 、即ち運動の振巾は無限大となることを示している。この場合には電気回路中で主として電磁制振のために熱 energy として消耗された残りのものが外力と同位相で再び地震計に送り返されるものと考えられる。或は見掛け上 damping が減少して遂に有効な damping が 0 になつたのであると解釈することも出来よう。

かくの如き解釈法と関連して、本論からは少々はなれるが、地震計の振子の運動に着目した場合に、coupling の影響によつて地震計の定数が見掛け上どの様に変つて観測されるかについて一寸觸れてみる。簡単に考えるために shunt はなく然も A_1, A_2 に依る電磁 damping のみがあるものとし、 $S' = \{(A_1/A_2) \sin \delta_2\}^2$ とおけば、(1) 式は次の如く書ける。

$$V_1\{(r_1 - S'r_2) + j\omega(m_1 + S'm_2) - (j/\omega)(s_1 + S's_2)\} = F_1 \quad (30)$$

即ち coupling の影響 (S') のために減衰力は減り、質量及び復元力は増したかの如く観測されるのである。この関係は (30) で $F_1 = 0$ とおいても同じく成立するから、自由振動の場合でも共通な事柄である。地震計の振子の見掛けの自己振動率は (30) から直ちに $n_{1a} = \{(s_1 + S's_2)/(m_1 + S'm_2)\}^{1/2}$ であることが分る。但し S' は δ_2 即ち ω の函数である。然るに自由振動の場合には $\Omega = j\omega$ の虚数部が n_{1a} と一致しなければならない。かくの如く S' の内に実は n_{1a} を含んでゐるのであるから n_{1a} の値そのものは簡単には求まらないのである。

§ 4. 上に得た結果を綜合する。

(i) coupling の影響を無視するためには damping factor (h) は小さい程よいし、両振動

系の自己振動周期の比 (α) は 1 からはなれている程よい。

(ii) $\alpha=10$, $h=0.4$ でやつと coupling の影響を 10% 以下にすることが出来るのである。 $\alpha=10$, $h=1.0$ のときは $u_2>8$ にしないと 10% 以下にならない。 $u_2>8$ なる条件は実用的見地から云つて相当困難な状態である。

(iii) 結局 $\sigma=1$ なる如き直結の仕方では coupling の影響を無視することは實際上困難である。故にどうしても coupling の影響を省略しうる程度に小さくしたい場合には (22) で与えたごとく shunt Z_s を設けて $Z_s^2/\{(Z_1+Z_s)(Z_2+Z_s)\}$ を小さくするか、線輪の A_1 , A_2 に依らない制振力を強くして $(h_{e1}/h_1) \cdot (h_{e2}/h_2)$ を小さくするかしなければならない。これらの何れかに成功すれば $\sigma<1$ となつて、coupling の影響は Fig. 2~9 に求めたものよりも余程小さくなるであろう。若しも $\sigma\ll 1$ にすることが出来れば両振動系の振動特性に関係なく coupling の影響は無視出来る。

(iv) 電磁地震計と電流計との中間に真空管増巾器を設けた場合には、地震計側及び電流計側の各々が夫々の energy の保存系を形成する。故にこの場合には両者の energy 的な coupling はない。然るに今迄地震の観測とか、特に正確を要する測定とかには、真空管増巾器の使用を避けて直結式を採用することが多かつた。若し特に精密な測定を行う為に直結式を採用した場合には勿論 coupling の影響について考慮が払われなければならないのである。然も coupling の影響は普通の測定方式では案外に除きにくいものであることが分つた。

(v) 以上の議論はすべて定常振動を念頭において行つたのである。故に地震波の如く非定常な運動の測定に関しては今回得た結論をそのままてはめる訳にはゆかない。厳密には § 2 の (iv) で触れた如く自由振動をも併せ考えなければならぬのである。然し filter が通用する範囲の測定に於ては非定常の場合にも filter の程度には今回の議論を適用出来る筈である。

(vi) Fig. 2~9 の如き図又は表を予め用意しておけば、直結式の如何なる組合せの記録系に就ても、定常振動の測定に対して coupling の影響に対する補正を行いうる筈である。但し今回の研究の狙いはそれが目的ではなかつた。如何なる組合せの記録系を設計すれば coupling の影響を無視しうる測定を行いうるか云う点に研究の主題があつたのである。

(viii) 自由振動或は強制振動の何れにせよ (1) 又は (2) 式に於て S が coupling の影響の割合を与えるのである。故に S を 1 に比べて無視しうる様な測定法を採れば非定常振動の測定に於てさえ coupling の影響を無視しうるのである。たとえば電磁地震計振子の自由振動を直結式で観測する場合には⁸⁾ α を 1 からずつとはなすか、或は damping factor を小さくすることが望しい。或はもつと効果的に shunt Z_s を線回路の resistance に比べて非常に小さく選り σ を 1 より非常に小さくすることが出来れば coupling の影響の入らない観測を

行いうるのである。

(ix) 観測波形を量的に取り扱わねばならぬ場合には今回の如き吟味を行うことが是非必要である、仮令同種の測器の組合せで相対的な観測を行う場合でも、何となれば同種と雖も全く一致していることはあり得ないのであるから、特性曲線が急激に変つている様な状態で観測すれば僅かの計器定数の差でもそれが観測に大きく響いてくることがあるからである。

参 照 文 献

- 1) 田治米鏡二： 電磁地震計の Coupling について，秋大地研報告 **10** (1953) 15
田治米鏡二： 電磁地震計に於ける機械量と電氣量との間の変換について，地震 **7** (1954) 96
- 2) F. Wenner: A new seismometer equipped for electromagnetic damping and electromagnetic and optical magnification, Bureau of Standards Journal of Research **2** (1929) 963
- 3) M. M. J. Coulomb et G. Grenet: Nouveaux Principes de Construction des Seismographes électromagnétiques, Ann. de Phys. **3** (1935) 321
- 4) G. Schmeritz: Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch resistrierenden Seismographen, z.s.f. Geophys. **12** (1936) 206
- 5) Reid: The California Earthquake of Apr. 18, 1906, Bureau of Standards Journal of Research **2** (1910) 155
- 6) 田治米鏡二： 動線輪の運動に及ぼす自己感応の影響，秋大地研報告 **9** (1953) 7
- 7) 田治米鏡二： 電磁地震記録器の漣波作用，秋大地研報告 **11** (1954) 1
- 8) 田治米鏡二： 電磁地震計の電圧感度の簡単な測定法，地震 **3** (1950) 66

震央決定のための新しいノモグラフ

東京都立雪谷高等学校 宮 本 貞 夫

(昭和 30 年 3 月 3 日受理)

New Nomographs for Estimating Epicenter

Sadao MIYAMOTO

(Received March 3, 1955)

The present nomograph for estimation of epicenter is made without considering Conrad layer and Mohorovicic layer.

The writer made two new nomographs taking into account Conrad layer and Mohorovicic layer.

Epicenter of Fukui Earthquake can be simply and exactly estimated as $\lambda=136^{\circ} 17.1'$ $\varphi=36^{\circ} 7.1'$ by new nomographs.

Also the Focal depth is very simply estimated to be 35 km.

Therefore, the present nomographs must be improved.

1. 序

中央気象台地震課で現在用いてゐる所の震央決定用のノモグラフはモホロビチツチ層及びコンラード層を全く無視して相当以前に作られたものである。故に震央も震源の深さも正確には求め得ない例が生じ得るのである。

福井地震がその最も良い例である。

筆者はその2つの不連続面を計算に入れた、ノモグラフを作り、その欠点を除き、福井地震の例で想像以上に良い結果を得た。

$\lambda=136^{\circ}17.1'$, $\varphi=36^{\circ}7.1'$, $H=35$ km の値が極めて簡単に出来るのである。越川の求めた震央と殆んど一致してゐる。福井地震直後地震課では深さを数 km 程度に考えたが、そのノモグラフの欠点が大きな原因である。勿論他の方法も考慮されたが $H=0$ 又は $H=5$ km の P 波走時曲線と一致すると考えたり、又四象限型の発震機構をあてはめたのもその根本原因は震央決定において、 $H=30$ km では 1 点に集らずに、 $H=0$ で 1 点に集中する事が大きな原因であつた。Fig. 3 がそれを示す。福井地震調査概報の 9 頁に広野が $H=0$ の走時曲線をあてはめて、その起震時を求めてゐる事でそれが立証されるが、当時地震課に出入してゐた筆者はその当時の方法がよく分るのである。

$4-p_s$ 曲線から浅発性地震の震源の深さは充分には求め得ないものとして、広野は利用しなかつたようだが、筆者は $4-p_s$ 曲線の $4<200$ km の範囲の各点の分布の良い所を用いて、震央での $p\sim s=4.4$ 秒で深さを約 35 km と出たのであつて、この方法も浅発性地震に大いに利用

してよいと考える。但し大地震についてのみ成功する。小さい地震では S 相の読取りに誤りが多く危険である。

2. 新しいノモグラフの特長

巨視的に考えて深さ 50 km と 20 km の不連続面は存在すると考えて良いと思う。高木聖の P 波初動分布の多くの例がその良い証拠になると思う。筆者は多くの浅発性地震の P 波走時曲線を作つたが、その折点から不連続面は一般的には認めるべきものと思う。

巨視的に考えて、20 km の深さまでの P 波の速さを 5 km/s、それより 50 km の深さまでを 6.3 km/s、その直下で 7.5 km/s とし計算した所の高木聖の走時表(験震時報の震源第 12 報)を利用してノモグラフを作つた。直接波を用いたものを直接波式とし、Fig. 1 で示す。 $p_n s_n$ を用いたものを屈折波式として Fig. 2 で示す。

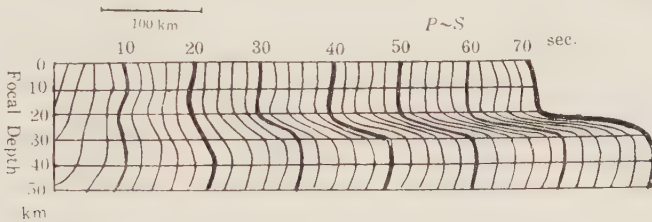


Fig. 1. Miyamoto's Nomograph for ps or p^*s^* $\begin{pmatrix} H < 20 & p\bar{s} \\ 20 < H < 50 & p^*s^* \end{pmatrix}$

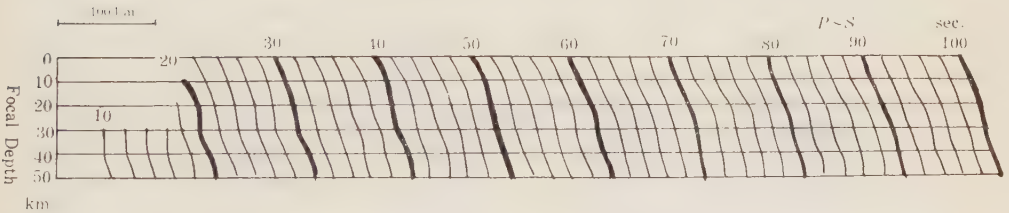


Fig. 2. Miyamoto's Nomograph for $p_n s_n$

$H < 200$ km の範囲では直接波式を用い、それ以上では屈折波式を用いるのがよい。即ちもし P 波初動分布が詳しく分つた時は、轉向円内では直接波式、轉向円外では屈折波式を利用すべきだが、実際では $p \sim s$ が 30 秒以上では大てい無駄である。 \bar{s} や s^* を s の初動と読む為に $p \sim s$ が長くなり全く意味をなさぬ場合が多い。故に少くとも現在では $p \sim s$ が 30 秒以下のものを用い、直接波式で行うのがよいと考える。

3. 福井地震の例

Fig. 4 は宮本式の直接波のノモグラフを使用したものであり、Fig. 3 は現行式のノモグラフを使用したものである。共に $p \sim s$ の 20 秒以下のみを利用した。高木聖の P 波初動分布

では転向円内の点のみを利用した事になる。宮本式では Fig. 4 の各図の如く $H=0$ では集中せずに $H=35$ km で見事に 1 点に集中するのに反し、現行式のノモグラフを用いると $H=0$ で 1 点に集中し、 $H=30$, $H=35$, $H=40$ km の何れも全くどうにもならぬ事を Fig. 3 の各図が証明してゐる。

しかも現行式の $H=0$ で 1 点に集中するが、その位置は相当に悪い位置であり、越川の求めた震央から 20 km 程度東へずれてゐる。故に広野は P 波の初動から震央を求めてゐる。宮本式の $H=35$ km で求めた震央は $\lambda=136^{\circ}17.1$, $\varphi=36^{\circ}7.1$ で殆んど越川の震央と一致してゐる。特に震源の深さが宮本式ノモグラフ使用では約 30 km と直ちに分る事は Fig. 3 で明らかである。

この例で証明し得た事を換言せば、現行式で仮りに 1 点に集中した時も誤りである場合が確実に存在する事である。

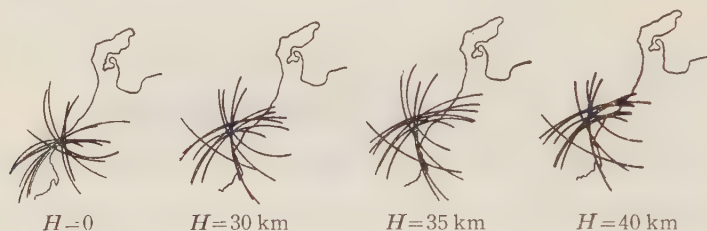


Fig. 3. These are obtained by Present Nomograph

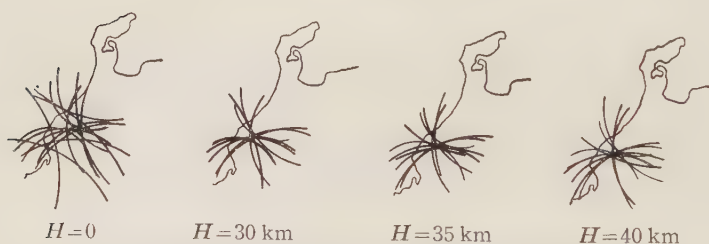


Fig. 4. These are obtained by Miyamoto's Nomograph

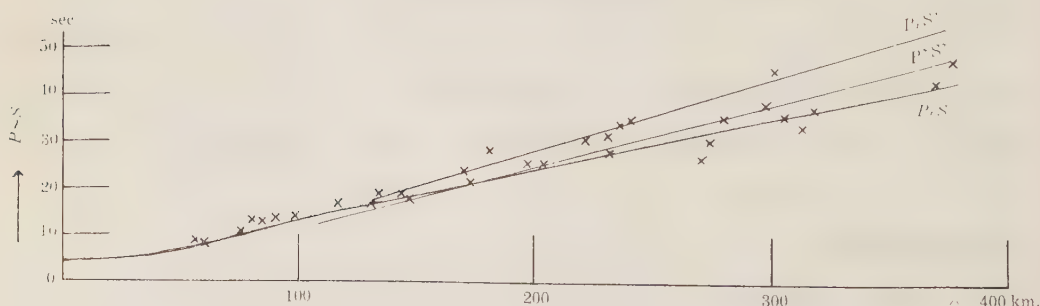


Fig. 5. $\Delta\overline{ps}$ curve of Fukui Earthquake at epicenter is estimated by Mr. Koshikawa

福井地震も $p \sim s$ の 20 秒以上を用いると円の半径が大きすぎて全くどうにもならぬ。之は Fig. 5 の Δps 曲線で明らかな如く $p_n s^*$ 又は $p^* s^*$ である場合が多い為と考える。少くとも 25 秒以上の ps は用いないのが良いと考える。之は $H=30$ km として計算で求めたものである。故に $H=35$ km で計算したものなら、もつときれいにのると思う。

福井地震の時に宮本式ノモグラフの成功した理由はその地方の地下構造がモデルに近い事と 20 秒以下の $p \sim s$ が正確に読みとられてゐた事によると思う。

4. 結 語

各地にて地下構造は少しづつ異なると思うが、巨視的には 20 km と 50 km の不連続面は否定出来ぬと思う。故に少くとも現行式のノモグラフが検討されねばならぬと考える。

検討する時に特に注意すべき事は Δps 曲線を作り、分布の良い点のみを用いる事が大切と思う。即ち 20 秒以下の $p \sim s$ の多い時は 20 秒以上は利用せぬ方がよいが、20 秒以下の少ない時も 30 秒以上はさけるべきである。別に $p_n s^*$ のノモグラフを作り、 Δps 曲線から $p_n s^*$ と考えるものをそれで利用せば、或は 30 秒以上でも利用出来るかも知れぬ。とにかく現行のノモグラフは至急検討されねばならぬと筆者は主張する。東北地方の一部の如く人工地震で地下構造の特殊な例が明らかになつた所については、それに適するノモグラフを作るとよいと思う。福井地震以外の多くの例について検討をしつつあり、宮本式ノモグラフの実用価値をどうしても認めざるを得ないのである。

参 考 文 献

- (1) 高木 聖 震源第 12 報 (験震時報)
- (2) 昭和 23 年 12 月 福井地震調査概報 (験震時報第 14 巻別冊)
- (3) The Fukui Earthquake of June 28, 1948 (Report of the special Committee for the Study of the Fukui Earthquake)

弾性論と地球内部の弾性的性質 (II)

京都大学理学部地球物理学教室 島 通 保

(昭和 30 年 3 月 28 日)

Elastic Theory and Elastic Properties of the Earth's Interior (II)

Michiyasu SHIMA

Geophysical Institute, Kyoto University

(Received March 28, 1955)

On the assumption that the mantle is composed of the ionic crystals, the distribution of the ratio of bulkmodulus k to density ρ and the pressure p is investigated by means of the atomic theory to reveal the change occurring between the layers B (33 km~413 km) and D (1000 km~2898 km). It is found that, if this change were the polymorphic transition from low pressure phase to the higher one, the decrease of the gradient of k/ρ would occur between B and D . Then, this may be of the chemical composition. If so, the dissociation energy and the reduced density ρ_0 increase and the inverse power n of the potential between the atoms hardly change there.

1. 序

地震波速度から分かる k/ρ 等のような量の変わり方を見てみると, Bullen のいわゆる B 層 (33 km~413 km), D 層 (1000 km~2898 km) では単調に増大している. それで, Bullen は密度の分布その他を出す時, B 層, D 層の物質はそれぞれ同一のものであると仮定した. こゝでも同様に考える. 所が C 層 (413 km~1000 km) での k/ρ の変わり方は異常であつて, k/ρ の勾配は急に増大する. k/μ をとつてみても, 又異常な変わり方をしている. 以上のような変化は C 層の物質の構成の変化に帰せられてきた. 例えば 1) Bernal¹⁾ は高圧の位相に物質が多形転移したものであることを示唆したし, 2) Birch²⁾ は化学組成が変化したと考えた. こゝでは先ず 1) の多形転移の可能性から考えて見た. 結果として次のように言える. 地球内部について我々の持つている直接的で確かな知識は地震波速度だけであるが, 少くとも, C 層での地震波速度, 従つて k/ρ のような量の異常な変化を, 多形転移に帰してはならない.

2. k_T/ρ の分布と mantle の構造

地球内部を構成している物質は同じ場所で色々の鉱物が混合しており, 結晶構造も複雑なものであつて, そのまゝ取扱うわけにもいかないのので, 上述の性質を表示し得る簡単で典型的だと思われるものを取上げ, それに還元して取扱うことにする. こゝでは 2 つの原子から成るイオン結晶で NaCl 型のものと CaCl 型のものを取上げた.

高圧下の多形転移の実験で AgI のような NaCl 型のものに数千気圧以上の大きい圧を

加えると, CsCl 型に多形転移することが知られている. 例えば AgI では 4500 気圧, NaI では 50000 気圧で CsCl 型に多形転移する³⁾. 所で弾性常数を圧力や温度の函数として, 結晶構

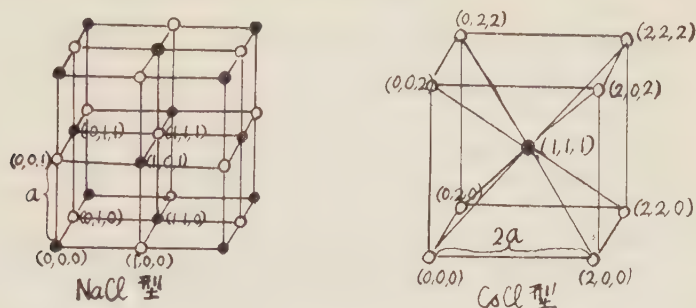


Fig. 1. Crystal lattice

造を仮定して原子論的に表わす時, それは等温的な物理量なので地震波から出される断熱的な k_S/ρ を等温的なものに換算する. その比をとると

$$k_S/k_T = 1 + T\alpha\gamma_G \quad (1)$$

k_S : 断熱的体積弾性率, k_T : 等温的体積弾性率, T : 温度, α : 熱膨張係数,

γ_G : グルナイゼン常数

こゝで T は地球内部深くなるにつれて増大し, α は主に圧力のため減少する. 又 γ_G はほぼ一定でゆつくり減少するが結局 33 km~2898 km では $T\alpha\gamma_G$ はほぼ一定と見て差支えない. olivine 等の岩石で見られる $\alpha=20 \cdot 10^{-1}$, $\gamma_G=1.5$, $T=1000^\circ\text{K}$ を採用すれば $T\alpha\gamma_G=0.03$ となる. 即ち k_T は 3% 程度 k_S より小さい. k_S/ρ は Jeffreys⁷⁾ のものである.

結晶構造から原子論的に k_T/ρ , p を表示するには前の [I] で出した c_{ij} と k_T の関係を使う.

$$k_T/\rho = [c_{11} + 2(c_{12} + p)]/3\rho \quad (2)$$

$$p = -\left(\frac{\partial F}{\partial e_1}\right)_{e=0} \quad c_{ij} = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial e_i \partial e_j}\right)_{e=0} \quad (3)$$

$$F = \phi + \frac{kT}{vN} \sum_{p=1}^m \log \left(\frac{\hbar w_p}{kT} \right) \quad (4)$$

N : 1 mol あたりの原子数, v : 1 原子あたりの体積, w_p : 格子原子の振動数

結晶の種類としては今の場合. イオン結晶を取上げることにしたから, 異原子間に働く力は静電的な引力とイオンの重合いによる反撥力, 同原子間では静電的な反撥力とイオンの重合いによる反撥力である. 即ち

$$\phi_{AB} = \frac{\alpha_{AB}}{\gamma_{AB}} + \frac{\beta_{AB}}{\gamma_{AB}^n} \quad \beta_{AB} = \beta_0 \left(\frac{z_A}{N_A} + \frac{z_B}{N_B} \right) (R_A + R_B)^{n-1} \quad (5)$$

第二項の反撥力の項は Pauling⁴⁾ によつて導出されたものである。水素原子類似イオンに還元して, Heitler-London の方法を使つて出した表示を更に簡単化したものであつて, イオン間距離がこの半径の和以下になると, 急に反撥ポテンシャルが大きくなるとするのである。こゝでの z はイオンの荷電数, N はイオンの外殻電子数である。そうするとポテンシャルエネルギー ϕ は

$$\phi = \frac{1}{2vN} \sum_i \left(\frac{\alpha_{AH}}{r_i} + \frac{\beta_{in}}{r_i^n} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{a} S_1^0 + \frac{\beta}{a^n} T_{n^0} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} r_i = & a(l_1^2 + l_2^2 + l_3^2) + a^2 \{ 2(l_1^2 e_1 + l_2^2 e_2 + l_3^2 l_3^2 e_3 + l_2 l_3 e_4 + l_3 l_1 e_5 + l_1 l_2 e_6) \\ & + l_1^2 (e_1^2 + e_5^2/4 + e_6^2/4) + l_2^2 (e_2^2 + e_6^2/4 + e_4^2/4) + l_3^2 (e_3^2 + e_5^2/4 + e_4^2/4) \\ & + (l_2 l_3/4)(e_5 e_6 + 2e_2 e_4 + 2e_3 e_4) + (l_3 l_1/4)(e_4 e_6 + 2e_3 e_5 + 2e_3 e_5) + (l_1 l_2/4)(e_4 e_5 + 2e_1 e_6 + 2e_2 e_6) \} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\beta T_n = (\beta_{++} + \beta_{--}) S_n^{++} + 2\beta_{+-} S_n^{+-} = \beta (S_n^{++} + \delta S_n^{+-}) \quad (8)$$

l_1, l_2, l_3 は Fig. 1 の a を単位とした格子点の番号である。 S_n^{++}, S_n^{+-} はそれぞれ同符号, 異符号についての総和を表わす。又, p, c_{ij} は振動エネルギーの項を除いて (3), (4) から⁵⁾

$$p = \frac{a^4}{2v} \left(\frac{\alpha}{a} S_3^{(1)} + \frac{n\beta}{a^n} T_{n+2}^{(1)} \right) \quad (9)$$

$$C_{11} = \frac{a^4}{2v} \left[\frac{\alpha}{a} (3S_5^{(2)} - S_3^{(1)}) + \frac{n\beta}{a^n} ((n+2)T_{n+4}^{(2)} - T_{n+2}^{(1)}) \right] \quad (10)$$

$$c_{12} = \frac{a^4}{2v} \left[\frac{3\alpha}{a} S_5^{(1,1)} + \frac{n(n+2)}{a^n} T_{n+4}^{(1,1)} \right] \quad (11)$$

$$c_{44} = \frac{a^4}{2v} \left[\frac{\alpha}{a} (3S_5^{(1,1)} - S_3^{(1)}/2) + \frac{n\beta}{a^n} ((n+2)T_{n+4}^{(1,1)} - T_{n+2}^{(1)}/2) \right] \quad (12)$$

$$S_n^{(p,q,r)} = \sum \frac{l_1^{2p} l_2^{2q} l_3^{2r}}{(l_1^2 + l_2^2 + l_3^2)^{n/2}} \quad (0, 0, 0) \rightarrow (0) \quad (13)$$

$$(0, 0, 1), (0, 1, 0), (1, 0, 0) \rightarrow (1)$$

$$(2, 0, 0), (0, 2, 0), (0, 0, 2) \rightarrow (2)$$

$$(1, 1, 0), (1, 0, 1), (0, 1, 1) \rightarrow (1, 1)$$

次に振動エネルギーの項をポテンシャルを使つて書換える。振動数 w_p についての総和は⁶⁾

$$\frac{1}{N} \sum_{p=1}^m \log w_p = \frac{1}{6} \log (\det [i, j]) - \frac{1}{2} \log \mu, \quad (14)$$

$$\det [i, j] = \begin{vmatrix} \phi_{11}^l & \phi_{12}^l & \phi_{13}^l \\ \phi_{21}^l & \phi_{22}^l & \phi_{23}^l \\ \phi_{31}^l & \phi_{32}^l & \phi_{33}^l \end{vmatrix} \quad \mu: \text{原子の質量} \quad (15)$$

$$\phi_{ij} = \delta_{ij} \frac{1}{r_2} \frac{\partial \phi'}{\partial r_2} + r_{il} r_{lj} \frac{1}{r_2} \frac{\partial}{\partial r_l} \left(\frac{1}{r_l} \frac{\partial \phi'}{\partial r_l} \right) \quad (16)$$

絶対温度零度，圧力零の時の間隔を a_0 ，従つてその時の密度を ρ_0 とすると， p ， c_{ij} は振動エネルギーからの項も考慮すると

$$p = - \frac{R\theta}{A} \rho \left[\frac{c}{2} \left(S_3^{(1)} - \gamma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(n-1)/3} T_{n+2}^{(1)} \right) + \frac{(R_3^2 + 2R_3^{11} + 5R_2^1)T}{2(R_1^0 + R_2^1)\theta} \right] \quad (17)$$

$$c_{11} = \frac{R\theta}{A} \rho \left[\frac{c}{2} \left\{ (S_3^{(2)} - S_3^{(1)} + \gamma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(n-1)/3} (T_{n+4}^{(2)} - T_{n+2}^{(1)})) \right\} \right. \\ \left. + \frac{\{(R_1^0 + R_2^1)(R_3^2 + 2R_3^{11} + 5R_2^1)/2 + (R_1^2 + R_2^1)(R_4^3 + 2R_4^{21} + 3R_3^2)/8 + R_2^1(R_3^2 + 2R_3^{11}) + (7(R_2^1)^2 + 2R_3^2 R_3^{11} + (R_3^{11})^2 + 2R_1^0 R_3^2)/4\}T}{2(R_1^0 + R_2^1)^2\theta} \right] \quad (18)$$

$$c_{12} = \frac{R\theta}{A} \rho \left[\frac{c}{2} \left(S_5^{(1,1)} + \gamma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(n-1)/3} T_{n+4}^{(11)} \right) \right. \\ \left. + \frac{\{(R_1^0 + R_2^1)(2R_1^{21} + R_1^{111} + 3R_3^{111})/2 + ((R_3^2)^2 + 3(R_3^{11})^2 + 2R_3^2 R_3^{11})/4 + 2R_2^1(R_3^2 + 2R_3^{11}) + R_1^0 R_3^{11} + 9(R_2^1)^2/2\}T}{2(R_1^0 + R_2^1)^2\theta} \right] \quad (19)$$

$$c_{44} = \frac{R\theta}{A} \rho \left[\frac{c}{2} \left\{ (S_5^{(1,1)} - S_3^{(1)}/2) + \gamma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(n-1)/3} (T_{n+4}^{(1,1)} - T_3^{(1)}/2) \right\} \right. \\ \left. + \frac{\{(R_1^0 + R_2^1)(R_3^2 + 2R_3^{11} + 5R_2^1)/4 + (R_1^0 + R_2^1)(2R_4^{21} + R_4^{11} + 3R_3^{11}) + 2R_1^0 R_3^{11} - (R_2^1)^2\}T}{2(R_1^0 + R_2^1)\theta} \right] \quad (20)$$

$$c = \frac{k\theta n}{n-1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} \gamma^{1/(n-1)}, \quad \gamma = - \frac{S_1^{(0)}}{T_n^{(0)}}$$

$$R_s^{pqsr} = \left[(-1)^{s+1} \cdot 1 \cdot (1+2) \cdots \{1+2(s-1)\} S_{2s+1}^{pqr} + \gamma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(n-1)/3} \right. \\ \left. \times (-1)^s \cdot 1 \cdot (n+2) \cdots \{n+2(s-1)\} T_{2s+n}^{pqr} \right] \frac{c}{a_0^2} \quad (21)$$

$k\theta$: 解離エネルギー， R : ガス常数， A : 平均原子量。

$S_n^{(pqr)}$ を (13) の和の形式から積分による表示に改めると

$$S_n^{(pqr)} = \frac{1}{\Gamma(n/2)} \int_0^\infty u^{n/2-1} (\sum l_1^{2p} l_2^{2q} l_3^{2r} e^{-l^2 u}) du = \frac{1}{\Gamma(n/2)} \int_0^\infty u^{n/2-1} \sigma_{(u)}^{(pqr)} du \quad (22)$$

で $S_n^{(pqr)}$ の間には次のような関係がある。

$$S_n^{(0)} = 3S_{n+2}^{(1)} \quad 3S_{n+4}^{(2)} + 6S_{n+4}^{(1,1)} = S_n^{(0)}, \quad S_{n+6}^{(3)} + 2S_{n+6}^{(21)} = S_{n+4}^{(2)} \quad (23)$$

基本となる $\sigma^{(0)}$ と $\sigma^{(2)}$ の表示を NaCl 型，CsCl 型について具体的に θ -函数を使って示せば次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma^{(0)}(4u) &= \theta_3^2(0, e^{-4u}) + 3\theta_3(0, e^{-4u})\theta_2^2(0, e^{-4u}) - 1 \\ \text{NaCl}_{++} \\ \sigma^{(0)}(4u) &= \theta_2^3(0, e^{-4u}) + 3\theta_3^2(0, e^{-4u})\theta_2(0, e^{-4u}) \\ \text{NaCl}_{+-} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma^{(2)}(4u) &= \theta_3^2 \frac{\partial^2 \theta_3}{\partial u^2} + \theta_2^2 \frac{\partial^2 \theta_3}{\partial u^2} + 2\theta_2 \theta_3 \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial u^2} \\ \text{NaCl}_{++} \\ \sigma^{(2)}(4u) &= \theta_2^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial u^2} + \theta_3^2 \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial u^2} + 2\theta_2 \theta_3 \frac{\partial^2 \theta_3}{\partial u^2} \\ \text{NaCl}_{+-} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{(0)}(4u) &= \theta_3^3 - 1, & \sigma^{(0)}(4u) &= \theta_2^3 \\ \text{CsCl}_{++} & & \text{CsCl}_{+-} & \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{(2)}(4u) &= \theta_3^2 \frac{\partial^2 \theta_3}{\partial u^2} & \sigma^{(2)}(4u) &= \theta_2^2 \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial u^2} \\ \text{CsCl}_{++} & & \text{CsCl}_{+-} & \end{aligned} \quad (27)$$

S_n の計算は Born 等^{5), 6)} のもの及びそこでのやり方に従った。

B 層の物質の弾性常数, 圧力の変化に対応する諸常数 $\rho_0, \theta, n, \delta$ を決めねばならぬが, ここでは B 層と C 層の間で物質にどのような変化があるかを調べるのが目的であるから, して先づ低圧側から高圧側への多形転移の可能性について調べようとしているのであるから, B 層の物質としては低圧の位相の NaCl 型を採用する. B 層の p と $\rho, k_T/\rho$ と ρ の関係からこの層の物質を特徴づける $n, \rho_0, \delta, \theta$ を決めた. この時密度分布としては Bullen⁷⁾ の計算したものを採用した. 彼のものは断熱的な温度勾配を仮定しているので, 温度の分布もそれにそつた. A としては Mg-Olivine のもの 21 をとつた. そうすると

$$\delta=1, n=6, \theta=225000. \text{ C.G.S. unit. } \rho_0=3.45. \quad (28)$$

C 層に移ると k_T/ρ は Fig. 2 のように変化している. 多形転移に際しては, 原子の配位が変化するだけで $n, \theta, \delta, \rho_0, A$ 等の常数は不変である. 今例えば C 層の物質が 413 km から 800 km までに, この層の構成している物質が一段の多形転移を次々に起していったとする. この附近の圧力の下では (17) からの算出により密度は多形転移の際 4% 前後増大する. ($\rho \rightarrow \rho'$)

$$\begin{aligned} \frac{k_T}{\rho} &= \frac{R\theta}{3A} \left\{ -1.0213 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/2} + 2.298 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n/3} + 12.000 \frac{T}{\theta} \right\} \frac{800-h}{387} \\ &+ \frac{R\theta}{3A} \left\{ -0.9440 \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right)^{1/3} + 1.9885 \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right)^{n/3} + 12.000 \frac{T}{\theta} \right\} \frac{h-413}{387} \end{aligned} \quad (29)$$

このような多形転移をグラフに表せば, Fig. 2 の点線のようになる. 即ち測定値からのものとは反対の傾向を持つている.

従つて, 測定値から導出された k_s/ρ の分布は Bernal その他の人々¹⁾ によつて示唆された多形転移の可能性を否定するようなものである. そうすると C 層での k/ρ の変化の異常性を説明するものとしては化学的組成の変化が一番可能性をもつように思われる.

次に化学的な組成に変化が起つたとした時、どのようなかを考えて見る。化学的な変化の中には始めのものと違つた格子構造への変化を同時に行うものも含まれるが、この点は今の場合二次的なものなので、同じ格子構造、例えばこゝでは NaCl 型で格子原子だけ変つた時

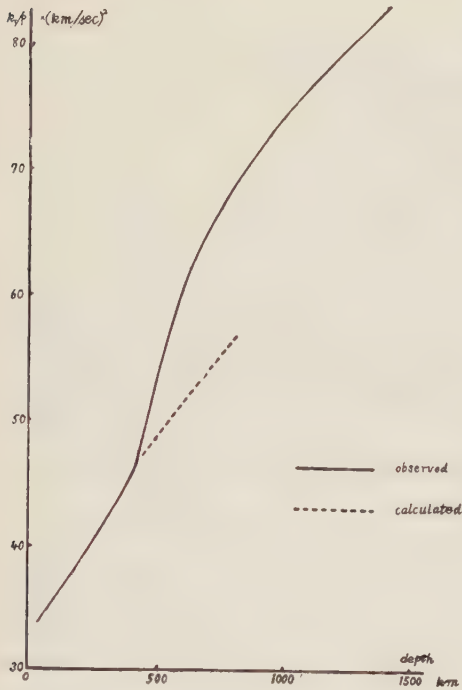


fig. 2. Distribution curve of k_T/ρ

どのようなものへ変るかを調べる。($\text{NaO} \rightarrow \text{MgO}$)。こゝで使つた物質構造のモデルでは弾性常数を決める諸常数 $n, \theta, \delta, \rho_0, A$ がどのように変るかを調べる。B 層から D 層へと化学的に違つた組成のものに移つた物質は、C 層と D 層の境で k_T/ρ が滑らかであることから、この点では同じものが続いていると考えられる。従つて C 層の下限の物質に対応する常数 n, θ, ρ_0, A はそのまま D 層全体にわたつて持続されるものと考えてよい。これらの事を考慮して、A 層の物質の常数を決めた時と同様に新しい値を決めると

$$\begin{aligned} \delta=1, \theta=225000, \rho_0=3.45, n=6, A=21 \\ \delta=1, \theta=430000, \rho_0=4.20, n=5, A=21 \end{aligned} \quad (30)$$

即ち解離エネルギー $u=k\theta$ と reduced density ρ_0 にはかなり著しい増大がみられる。こゝで

A, δ, n の変化は k_T/ρ に余り響かない。この場合 B 層の時と同様 Bullen の密度分布を使用した。最も問題となる 1000 km の所の密度は全質量、全慣性能率に合致するように定められた時、0.1% 以下の誤差しか生じない。又 1000 km の圧力には 413 km~1000 km の密度分布の ambiguity が影響するが、Bullen の二次曲線的なものに対して、仮に一次的なものであつたとしても、1000 km の所の圧力の差は 2% 以下であつて、結局 Bullen の密度分布を採用しても差支えない。又 B 層、D 層の密度分布決定の際、断熱的温度勾配が仮定されたが、こゝでも Mantle の部分に対してこれを採用した。数値は Verhoogen⁶⁾ の算出したものを用いた。もし温度勾配がこれより大きいと密度の勾配は小さくなり、 k_T/ρ の式の温度を含む項と含まない項は互いに打消し合うように働くのでこの影響は無視される。

本研究は、三木晴男兄との議論に負うところが多い。厚く感謝の意を表したい。

文 献

- 1) Bernal Observatory 59 (1936) 268, Jeffreys Mon. Not. R. Astro 1/2 Soc. Geophy. Sup. 3 406
- 2) Birch Jour. Geophy. Res. 57 (1952) 227
- 3) Jacobs Phy. Rev. 54, 468 (1938)
- 4) Pauling Nature of the chemical bond (1940)
- 5) Born and Misra Proc. Camb. Phil. Soc. 36 (1940) 466
- 6) Bradburn Proc. Camb. Phil. Soc. 39 (1943) 113 Gow ibid.,-151.
- 7) Bullen Introduction to the theory of seismology
- 8) Verhoogen Trans. Amer. Geophy. Union. 32 (1952) 41

地震前後の地殻の歪の観測

京都大学防災研究所 小 沢 泉 夫

(昭和 30 年 3 月 28 日受理)

On the Observation of Changes of the Earth-crust in the Time of Earthquakes

IZUO OZAWA

Disaster Prevention Research Institute Kyoto University.

(Received March 28, 1955)

It was almost impossible to eliminate the all meteorological effects on crustal deformation from the observed curves of our highly sensitive extensometer. The seasonal differences of range of fluctuations of observed linear strain-variations of the earth-crust at Osakayama (Otsu) Observatory computed, in this paper are confined in the small range as compared with anomalies of strains of the ground accompanied by strong earthquakes.

1. 伸縮計、傾斜計などで観測された地殻変動には 気象変化の影響が複雑な形で含まれている。この影響を取除く簡単な手段として 1 年或は 13 ケ月の移動平均を取る方法がある。その方法による一例として逢坂山（大津）で佐々式超インヴァール線伸縮計を使った N 38° E—S 38° W 方向の歪変化の月平均値の 13 ケ月の移動平均値曲線を第 1 図に示す。しかしこの方法では半年後でなければ現在の状態は分らない。最も理想的方法は気象変化による影響が所謂“問題にしてゐる地殻変動” よりも小さい場所 即ち地表面から充分深い所で且変動が大きい

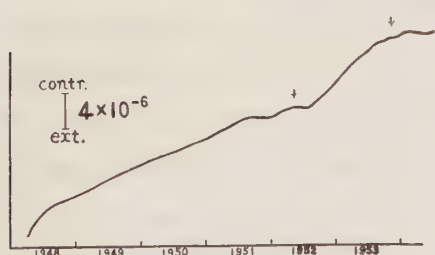


Fig. 1. Curve of over-running mean of strain-variation in the direction of N 38°E—S 38°W.

と期待される震源に充分近い所で観測することであるがこれはいろいろな意味で実現が難しい。気象的な影響に場所、成分などによつて大いに異なるのみでなく季節的にも異なる非常に複雑なものである。そこで著者は比較的長期の観測から年変化と経年変化とを含んだ観測値の年毎の違ひ即ち観測値のばらつきの中を求めた。それは季節によつて違ふが地表面から比較的深い観測所では我々が問

題にしてゐる地震に関係すると思はれる変化に較べて充分小さいことを確めた。

2. 気象変化の影響は非常に複雑であるがそれはどれ位の中に変化するかと云ふことは次の方法で知ることが出来る、そうして観測値がその中から外れるようなことがあればそれを少くとも異常な変化として注意することは無駄ではない。今例へば 1948 年 1 月 1 日に観測が初

められたとすれば 1948 年 1 月 1 日の観測値を 0 とし、それ以後の観測値を第 1 列にならべて書き、次に第 2 列に 1949 年 1 月 1 日の観測値を 0 としたそれ以後の観測値を並べて書き、以下同じ様に第 3 列、第 4 列、……と現在まで続ける。そうして各列の同番号（同月同日）の観測値の相加平均 M とその標準偏差 $\varepsilon = \sqrt{\sum v^2 / n(n-1)}$ (v は残差; n は列の数) に常数 c (この場合 $c=2.33$ とした) を掛けた $E=c\varepsilon$ を求めた、そうして $M+E$ と $M-E$ との間に正常の観測値が散らばるものと考へこれを観測値曲線の変化の中とすること

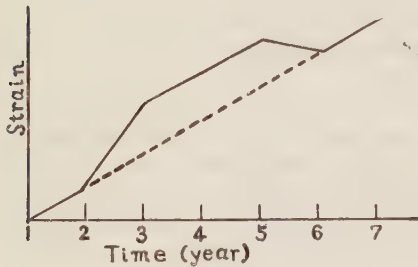


Fig. 2.

にした。なほ列の長さを一年で切ると第 2 図の様に点線を平均経年変化として実線の様な変化が観測された場合列の長さを一年毎に切ると図の 2~3 年の間ではその異常が大きく上に述べた中から観測値曲線は外れてくる。しかし 3~4 年の間では観測値曲線が平均経年変化に殆ど平行であるために観測値曲線（地殻の歪）は異常な状態にあつても一年で切つてしまつては前の列の観測曲線を考慮に入れないと

直ちに異常か否かを知り難いので列の長さは平均値をとると云ふ意味で無限に長くすることは出来ないが全観測期間が長くなるにつれて長くすることが好ましい。

3. 逢坂山観測所（大津）では伸縮計、傾斜計などで地殻変動、Earth tide 等の観測をしてゐるが、N 38°E—S 38°W 方向の土地の伸びの観測値を上述べた方法で処理して見た。観測は 1947 年 10 月に初められたが上の方法を用ひるにあつて第一列の初めは 1948 年 1 月 1 日とし列の長さは全観測期間の長さをも考慮に入れて 2 年とした、そうして第 3 図 (a) に 2 本の曲線 $M+E$ と $M-E$ とで挟まれる領域即ち観測値の散らばりの中を斜線（影）で書いた。唯 1 月 1 日の散らばりの中が 0 でないのは後でその理由を述べる様に第 1 列の 1948 年 1 月 1 日の観測値を 0 としなかつたからである、各列の観測値は数日間の変動は 1 数日以上の変動に較べるとはるかに小さく平均曲線を取るまでもないので各月の 1 日、11 日、21 日の午前 0 時の値を採つた。亦観測を開始した 1947 年末期から 1948 年初期にかけては他の一方的な変化があつたので第一列に限つて列の中央（1949 年 1 月 1 日の値を第 2 列以下の中央の観測値の平均値にずらした値を採つた。第 3 図 (a) を見ると明らかな様に E の値（標準偏差×常数）は各季節（旬）によつて可成り異なること、及び経年変化があるにも不拘列の前半の年と後半の年とでは殆ど偏差は異なる。これからこゝ数年間は殆ど一様な経年変化があつたことが推定出来る。第 3 図 (b), (c), (d), ……に各々の列の観測値曲線を実線で $M \pm E$ 即ちばらつきの中を点線で書き入れた。この図から明らかなように 1952 年 7 月 18 日の吉野

地震(有感半径 470 軒, 震央距離 70 軒)の前後{(e)列の後半と(f)列の前半}数ヶ月にわたつて $M \pm E$ の点線から伸びすぎの方に外れてゐる. 亦 1953 年 1 月 24 日京都府中部の地震(有感半径 320 軒, 震央距離 24 軒)のときは数ヶ月前から縮みすぎの方に外れてゐる{(f)列の後半と(g)列の前半}. この外逢坂山で震度 IV 以上の地震には 1948 年 6 月 28 日の福井地震(有感半径 570 軒, 震央距離 124 軒)があるこの地震は稍遠いが地震の前後数ヶ月間 $M \pm E$ の点線の上にかかつてゐる.

著者はこの方法で充分地震前後に観測値曲線が異常であつたことを知ることが出来る. この観測中には震度 VI, 或は震度 VI 以下でも比較的近距离の大規模の地震には遭遇してゐないがこのような大地震でも地震の前後にその Fig. 2. で述べたように 2 年以下の短い期間直線的でないような異常変化があるならばこれで充分見出されるであらうし長い直線的な異常変化であつても観測が長期にわたるにしたがつて列の長さを 3, 4, 5, 年と長くするならばこの問題は解決される.

この観測研究に対して多大の御指導を賜つた京都大学教授佐々憲三博士, 金西村英一博士に厚く御礼申し上げます.

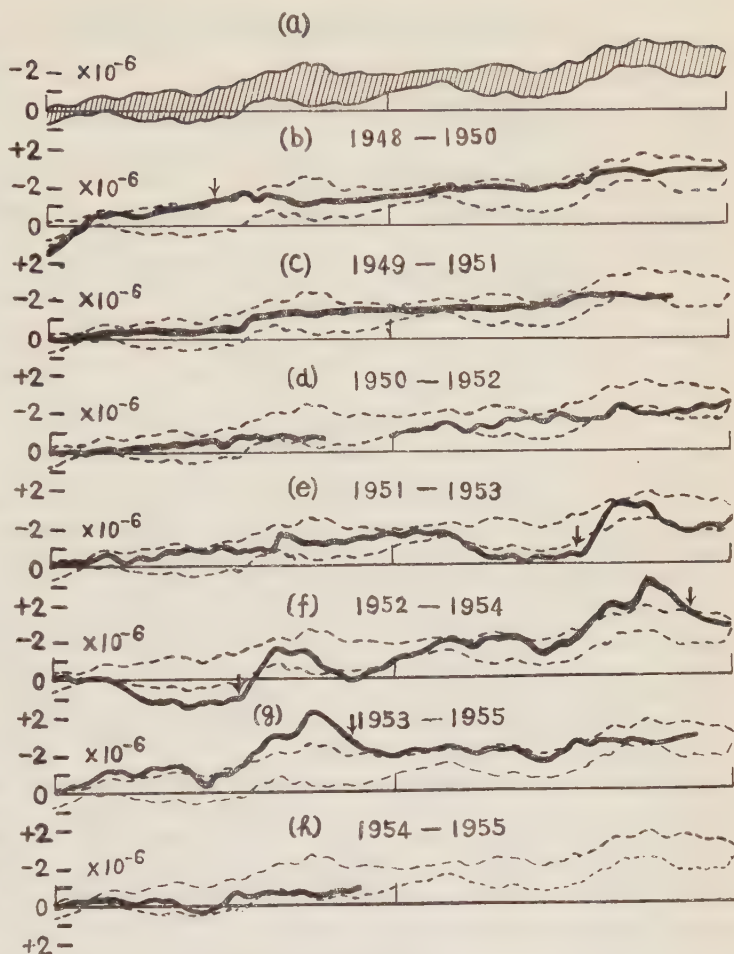


Fig. 3. (a). Seasonal difference of range of fluctuation of strain-variations. Fig. 3. (b), (c), and (h). observed value. upper and lower limit of fluctuation of strain-variations.

深発地震の走時偏倚について

(地震波による地殻構造の研究 その 3)

京都大学地球物理学教室 玉 城 逸 夫

(昭和 30 年 5 月 25 日受理)

The Anomalies of Incident Time of *P*-Waves of Deep Earthquakes in Japan.

Ituo TAMAKI

Geophysical Institute, Kyoto University.

(Received May 25, 1955)

This is the 3rd paper on the study of the structure of the earth crust of Japan. In this paper, the author discussed the anomalies of incident times of *P*-waves from deep-focus earthquakes. Using the travel time curves of 41 remarkable deep earthquakes occurred in 1935-1953 (their epicenters are plotted in Figure 1), the mean values of the deviations from the normal curves at easy observations ($\Delta T_{obs.}$) are obtained. Corresponding with these observed anomalies, the values of the expected anomalies ($\Delta T_{cal.}$) from the author's model for the structure of the crust of Japan are calculated. The values of this two sorts of anomalies, observed and calculated, are shown in Table 1. The geographical distributions of the anomalies are shown in Figure 2 and 3. Comparing with two maps, we can find that the distributions of $\Delta T_{obs.}$ agree well with that of $\Delta T_{cal.}$ Figure 4 is the scatter diagram for those two sorts of values. The figure indicates that there is the linear colleration between two values. In consequence, the author assert that the observed deviations of the incident time of deep focus earthquakes are caused by the irregularities of the structure of upper crust, and especially, the large parts of the values of them are to be explained by the author's model for the crust of Japan.

1. まえがき. 本邦における深発地震の走時は、観測所によつて標準の値より、常に早く又は遅くなる傾向がある。この事実は早くより本多¹⁾和達²⁾らによつて指摘されて、概略次のような結果が知られている。即ち、関東から東北地方にかけての東半部、北海道南東部、四国北半部などの地域では早く、中央山地、東北地方西半部は他より発震時の遅くれる地域である。これらの結果を導き出した資料は数も少く、又その起因する所も漠然と地殻構造によるものとして、どの程度の規模の構造が関与するかは説かれなかつた。本稿では、其の起因する所は地殻の水平方向の不均一性によると考え、筆者が先に浅発地震の走時より導きだした本邦の表層構造³⁾⁴⁾を中心に、深い地震の走時偏倚を考えたいと思う。

2. 観測された値. こゝに用いられた資料は、気象要覧及び地震月報所載の観測資料である。先づ考えねばならぬことは、観測の時間の精度が如何程かの点である。深発地震の走時偏倚は高々 $\pm 3 \sim 4$ 秒以内と考えられるが、観測の精度は特別な誤差を除いて概略 ± 1 秒前後

であるので、適当に平均値をとれば、こゝで論ずる走時偏差の対象資料とすることができると
 思う。又震源の位置の確からしさについてもこゝには論ぜず、気象要覧、月報に従つた。震源
 の深さについては、気象台、和達、本多らの値⁵⁾を使用した。尚、筆者の考えにより走時曲線
 の傾きから、20 軒程度深さの修正をしたものが 3 例ある。選り出した深発地震は、1930 年
 より 1953 年 8 月迄の間に起つた、大規模な（大体 $Mch > 5.0$ ）深さ 200 軒以上の地震でそ
 の数は 41 個である。地震名は省略するが、第 1 図中に震央の位置を示した。



Fig. 1. The positions of deep-focus earthquakes.

さて各観測所に於ける走時偏倚は次のようにしてだされた。即ち各地震につき走時曲線をつ
 くり、和達・寛坂・益田の表⁶⁾による値を標準となる走時曲線として大体走時曲線に一致する
 ようにひき、各観測所の見かけの偏差を讀取る。更に見かけの偏りの平均値を出し、この平均
 値からの偏りを偏差とする。いゝかえれば、見かけの偏差の総和が 0 となるように標準走時曲
 線を定めたときの走時の偏りを偏差とする。従つて偏差の値は資料として参加する観測所の分
 布によつて多少変りうる。例えば局端な場合で、負の偏りを示す観測所のみの資料がえられた
 ときは、偏差は全体的に正にかたよる。しかし、こゝに行われた実際の計算では、すべての資
 料地震に対して大多数の観測所の資料がえられているので、観測所の数の 10% 程度の増減は
 偏倚の値の有意桁数の内に影響を及ぼさない。このようにして 41 個の深発地震に対する各観
 測所の走時偏倚を求めることができる。

3. 求められた走時偏倚の値 (ΔT_{obs}). 次に、個々の地震に対してえられた走時偏倚から
 平均値を求めるのだが次の方法を講じた。即ち地震をその震央の分布によつて、第 1 図中に示
 す $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, S, N_1, N_2$ の 8 地域に分け地域別の平均値をだす。最後にこれら 8 個の
 地域別平均値を同荷重で平均し全体の平均の偏差を出す。始めから 41 個の地震の走時偏差を

Table 1 The values of the deviations. (sec.)

Locations of Epicentres.	C-1	C-2	C-3	C-4	C-5	N-1	N-2	S	ΔT_{obs}	ΔT_{cal}
Stations										
Iwakodate			-0.9	-0.2		-1.4	0.7		-0.5	-0.4
Mori	0.8		-3.7	-1.2			(-3.1)		-1.8	-0.4
Muroran	0.7			(-0.1)			-2.2		-0.5	-0.4
Sapporo	-0.6	(-3.2)		-3.1	-0.9		-0.7		-2.7	
Asahikawa	1.6	-3.6	(-2.5)	-0.7	-4.5	(-3.1)	2.9		-1.5	
Nemuro		0.6		-4.4		-0.6	0.4		-1.0	-0.7
Urakawa	-2.4		-1.8	-0.8		(-1.7)			-1.7	0.0
Kushiro				-4.7			1.0		-1.9	-0.5
Obihiro	1.6	-3.3		-0.2	0.9	-1.8	1.3		-0.7	
Aomori	-1.1	0.2		0.7	2.4	-2.6	-1.2		-0.3	-0.7
Hachinohe	0.3	(-5.3)	-2.3	-1.1		-2.7	-2.8		-2.3	-0.9
Miyako	-3.8		-2.3	-1.0	-0.6	-5.3	-3.0		-2.7	-0.9
Morioka	-1.0	-1.2	-1.5	-1.0	-1.2	-4.7	-1.3		-1.7	-1.0
Mizusawa	0.3	-2.0	-1.4	1.5	(1.3)	-2.3	-2.6		-0.7	-1.0
Sendai	-1.4	-1.5	-1.4	-1.2	(1.2)	-0.6	-0.9	0.3	-0.7	-0.8
Ishinomaki	-2.0	0.3	-1.6	-1.5	-1.8	-1.0	-3.6		-1.6	-0.8
Akita	-0.9	0.4	-1.0	-0.7	2.1	-1.6	-1.3	-2.6	-0.6	-0.3
Sakata			-0.4	0.1		(-0.3)	(0.9)		-0.1	-0.2
Yamagata	-0.1	-1.3	(-3.0)	-0.3	-2.2	-2.6	0.9	(0.5)	-1.5	-0.5
Onahama	1.3	-1.0		0.6	0.3		-2.0	-2.4	-0.5	-0.7
Fukushima	1.4	0.5		3.7	3.5		-3.7		0.7	-1.2
Shirakawa	-0.5	-1.2	-0.8	1.6	-1.8		0.2		-0.4	-0.6
Mito	-0.2	0.2	-0.5	0.3	0.1		-0.2	0.4	0.0	-0.5
Kakioka	-1.4	-0.4	-1.7	-2.0	-0.5		0.9	2.8	-0.3	-0.5
Tukuba	-2.5	-1.5	-1.4	0.7	-1.0	-1.4	2.1	(-2.4)	-0.9	-1.0
Utsunomiya	-1.3	-1.3	-0.7	0.3	(-0.2)	-2.1	0.9	(0.4)	-0.5	-1.0
Maebashi	-1.4	0.5		1.0	0.3		0.1	0.2	0.1	-0.5
Kumagaya	-0.7	1.1		0.3	0.6	-1.3	-1.9	-3.8	-0.8	-0.5
Chichibu	1.2	-1.1		1.0			(0.2)	(1.1)	0.5	0.0
Chôshi	0.5	1.0	-0.1	0.2	-1.0		-0.3	3.1	0.5	0.2
Katsuura		-1.3		0.4				(2.4)	0.5	0.8
Tomisaki	-0.3	-1.3	-0.8	1.3	-0.6	-0.6	1.3	(0.4)	-0.1	-0.2
Tôkyô	0.4	1.1	0.2	-0.1	-0.1	0.8	1.0	2.5	0.7	1.2
Yokohama	1.3	1.6	0.9	2.3	0.5	2.8	3.3	2.8	1.9	1.2
Yokosuka	1.9	-0.3	-1.0	2.7	4.7	(-2.1)			1.0	0.8
Ôshima	2.0	2.3	1.0	-0.7		(-2.1)	0.0		0.4	0.3
Itô	0.5	0.8			0.7		(0.5)		0.6	0.0
Mishima	0.9	2.0	0.4	1.5	2.8	-0.1	(2.0)	(1.1)	1.3	0.0
Numazu	-0.4	2.0	0.7	(1.4)	0.9	-0.9		1.2	0.7	0.0
Shizuoka	0.6	1.6	0.7	0.3					0.8	0.0
Omaezaki	1.7	1.5	1.2	0.9			(-3.9)	(1.9)	1.1	0.6
Kofu	1.1	1.9	1.2	2.1	1.1	-2.3	0.2	(2.5)	0.3	0.5
Funatu	0.6	(1.5)	0.4	1.4			1.7		0.9	0.5
Hamamatu	2.3	2.4	0.2	1.8	1.0	2.1	(0.9)		1.5	0.0
Nagoya	1.8	1.1	0.4	0.0	0.5	-1.4	-0.2	2.8	0.4	0.6
Gifu	0.3	0.1	0.1	-0.2		-1.7	-0.5	3.2	0.2	0.2
Iida	0.4	2.9	1.7	0.3	1.8	(-3.7)	1.4	(2.0)	0.8	0.6
Oiwake	0.6	0.8	0.9	1.2		3.4	0.5	-0.1	1.0	0.2
Karuzawa	-0.4	(1.7)	2.3						1.2	0.2
Matsumoto	0.8	-0.1	1.2	0.9	0.0	-1.6	-0.1	0.7	0.2	0.2
Takayama	-0.2	0.2	0.2	-1.0	-0.6	(-1.9)		(0.3)	-0.4	-0.5
Nagano	-0.6	2.0	1.4	1.4	2.5	0.1	(-0.2)	2.5	1.1	0.4
Takada	2.1	-0.2	2.0	2.7	3.0	(-4.7)	(-0.2)	(1.8)	0.8	0.3
Niigata	3.7	3.3	(-1.4)	1.6	1.6	1.9			1.5	0.4
Aikawa	-3.5		-1.4	-0.3		(0.8)	(-1.4)		-1.1	-0.2
Fushiki	2.1	0.8	0.6	0.8		1.7	(-2.1)	(2.4)	0.9	0.6
Wajima	-1.5	0.4	1.6	0.4	-0.1	1.6	-0.8		0.2	-0.2
Toyama	1.7	0.8	0.3	0.0	0.7	0.2	0.3	(0.9)	0.7	0.6
Kanazawa	-4.4	0.5	0.7	0.1	(-2.3)	(-1.8)	(-0.4)	(-0.3)	-1.0	-0.5
Fukui	-1.0		-0.1	-1.3		(-4.3)	(2.2)		-0.9	-0.5
Ibukisan	0.4	2.0	0.6	0.8	0.8		2.7	(0.8)	1.1	0.7
Turuga	-0.4	0.4	-0.6	-0.9		(-4.8)	(-1.0)		-1.5	-0.3

Locations of Epicentres.	C-1	C-2	C-3	C-4	C-5	N-1	N-2	S	ΔT_{obs}	ΔT_{act}
Stations										
Hikone	-0.8	0.4	1.0	-0.7	(-0.8)	-0.7	1.8		0.0	0.7
Kyôto	1.2	1.0	0.7	0.1	(0.5)	1.3	0.9	(-1.9)	0.5	1.0
Tu	3.0	2.1	-2.7	0.6	(1.0)	(0.7)	(1.5)		0.9	0.8
Kameyama	1.2	0.6	0.0	0.2	0.1	(0.1)	1.8		0.6	0.8
Osaka	0.5	0.4	0.2	0.4	0.5	1.3	0.4		0.5	1.0
Kobe	0.6	-0.8	0.2	-1.1	-1.0	1.0	1.3	-0.3	0.0	0.2
Yagi	-0.6	0.8	-0.2	-0.1	1.3	-1.3	(1.4)	(1.3)	0.0	0.0
Sumoto	-0.6	-0.5	-0.5	-1.2	-1.2	1.0	-1.2		-1.1	0.2
Miyazu	-1.4	-1.1	-2.2	-1.3	-1.0	0.6		(-1.8)	-1.2	-0.1
Owashi	1.4	1.6	-0.1	-0.5					-0.3	-0.1
Shionomisaki	0.3	0.0	-0.2	-0.1	-0.5	-0.3	-0.3	(-1.4)	-0.3	0.0
Wakayama	0.0	0.3	0.4	-0.8	-1.3	-0.1	(-1.4)	(-2.1)	-0.6	-0.2
Tokushima		0.3	-1.0	-0.4	(2.3)		(1.3)	(-1.6)	0.5	-0.1
Kochi	-0.8	-0.6	0.2	-0.5	(-1.5)	-0.1	0.6		-1.1	-0.5
Muroto	-1.0	-0.4	-0.2	-0.7		2.0		-1.0	-0.2	-0.3
Shimizu	-4.9	-1.6	-2.5	-0.3	-1.2			0.5	-1.9	-0.6
Uwajima			1.6	2.6				-2.6	0.5	-0.7
Takamatsu	1.5		1.2	-0.1		-0.5	0.0		0.4	-0.1
Matuyama	-1.6	-2.1	0.5	-1.0	-1.7	-0.8	(0.7)	(-2.4)	-1.0	0.0
Niihama	0.9					(2.4)			(1.7)	
Tadotsu	1.0	-2.9	1.4	(1.0)	-1.2	4.2		-2.0	0.2	0.5
Toyooka	-0.6	-2.8	0.3	-1.4	(-2.6)	0.7	2.5	(-1.9)	-0.7	-0.3
Okayama	-1.1	2.6	0.5	(2.5)	(2.6)	(1.7)		(-3.3)	0.8	0.5
Hiroshima	-2.2	-2.2	-0.9	-0.3	(-2.2)	2.6	4.4		-0.1	0.7
Shimonoseki	-2.8	-1.5	2.4	-1.0	-1.5	1.8			-0.3	0.0
Hamada	-1.3	0.2	0.4	-0.7	0.3	2.5	1.0	(-1.5)	0.1	0.3
Sakai	-1.0		3.8	0.6	-0.3	(3.3)		(-0.9)	1.0	0.4
Matue	0.8	1.4	-0.7	0.7		(1.1)			0.7	0.4
Yonago			0.2	(-0.1)		(1.0)			-0.7	0.4
Saigo			(-0.3)	-1.4		(2.1)			0.1	
Ooita	-0.5		2.1	1.7		3.2	(3.6)		2.0	1.6
Fukuoka	-1.5	-2.4	-1.3	-1.7	-4.5	1.3	-0.6	-1.5	-1.5	-0.5
Saga	0.3		-0.1	(1.3)			(1.1)	(1.0)	0.7	0.7
Iizuka	-1.5		2.2			-1.3			-0.2	0.7
Nagasaki	-2.2	-2.9	-0.5	-2.6		-1.5		-3.4	-2.2	0.4
Unzengadake	2.3	1.6	0.2	-2.2					0.5	
Izuhara	0.3	-3.2	-0.3	0.2		2.9			0.0	
Tomie	-2.0			0.6				(1.6)	0.1	
Kumamoto	-1.8	-2.0	-0.5	-0.5	-2.7	3.1		(-5.5)	-1.4	-0.4
Miyazaki	0.9	2.2	-0.7	1.2			(-0.9)	-2.5	0.0	0.2
Kagoshima	0.6	-2.2	1.9	1.2	-3.6			-1.3	-0.2	0.1
Yakushima			3.0	0.4					1.7	
Hachijojima	2.7	2.8	0.6	0.1	0.7	(-1.9)	(3.3)	(1.6)	1.2	

(Negative values mean wave arrives sooner)

等荷重で平均すると、個々の地震の観測精度に対する重みは妥当だが、震央が中央深発地震頻発帯に集まっているため、地震波の伝播した方向や地域に重みを附することになつて、地殻の横の不均一性を考える本論文の考え方の上から妥当でない。(勿論、地域別平均を出しても上の弱点を全く消すことはできぬが。)しかしここに用いた方法によると、例えば 11 個の地震を含む C_3 地区の各平均値と 3 個の地震を含む C_3 地区の各平均値を等荷重で平均するということは、個々の地震の観測精度が C_3 は C_5 の $3/11$ になる結果となり、この点では面白くない。上に述べた方法によつて計算された、各地域別の平均値及び本邦全体の平均値 ΔT_{obs} を第 1 表に示す。観測所は北から大体地殻構造を考慮して配列してある。数値の正は遅れの偏りをあら

わし、負の値は早い方への偏りをあらわす。 ΔT_{obs} の正負の分布を地図上に示すと第 2 図である。

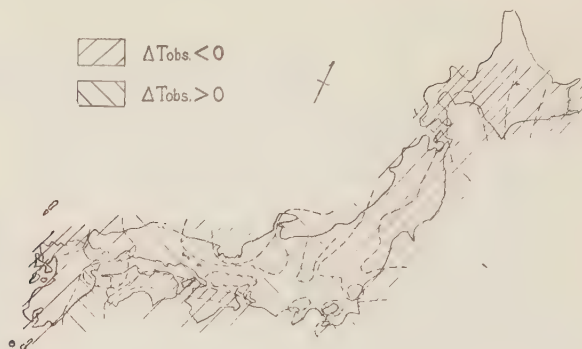


Fig. 2. The distributions of the observed deviations in Japan.

4. 表層構造から計算される深い地震に対する走時偏倚 ΔT_{cal} . 日本の表層部の地殻構造として、筆者が先に浅い地震の走時より求めた構造³⁾⁴⁾を考えた場合、それによつて生ずる深い地震の走時偏倚はどうか。前論文^中に示した垂直断面の表層構造より各観測所の走時変倚を算出する。即ち深さ 50 軒以浅の地殻に、縦波の伝わる速さによつて分類された 5 層をもつて形づくられた表層構造を、波が垂直に通過すると仮定する。波の経路に対するこの仮定が妥当か否かを和達らの値⁵⁾によつて目安をつけると、震源の深さ 400 軒で震央距離 $5 \sim 10 \times 10^2$ 軒の場合で、地表への入射角は $15^\circ \sim 20^\circ$ 程度となる。更に筆者の構造による深さによる速度変化は和達らのそれより大きいので、この仮定による走時計算上の誤差は充分少く無視できる。従つて、この仮定は認められて、算出される走時偏倚 ΔT_{cal} は

$$\Delta T_{cal} = T_{cal} - \bar{T}_{cal} = \sum (L_i / V_i) - \sum (\bar{L}_i / \bar{V}_i) \quad (i=1 \sim 5)$$

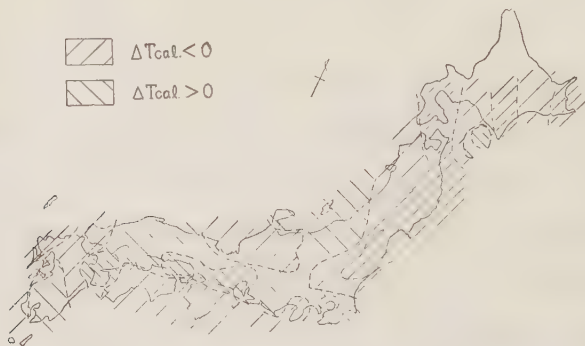


Fig. 3. The distributions of the calculated deviations from the author's model.

ここに、 L_i は各層の径路長さ、即ち観測所近傍での各層の厚さであり、 $\sum L_i = 50$ km である。 V_i は各層の縦波の伝わる速度。 $\bar{}$ は本邦全体の平均を示す。計算によると $\bar{T}_{cal} = 7.50$

秒である。 ΔT_{cal} の値は第 1 表中に並記した。又これを地域別すると第 3 図である。尙第 3 図が重力の Bouguer anomaly の分布と比較的によく一致していることは先の論文に指摘した所である。

5. ΔT_{obs} と ΔT_{cal} との関係はどうか。実測値を平均することによつてえられた走時の偏り ΔT_{obs} は、波が通過してきた地殻構造全体の不均一によるものであることは勿論だが、その大部分は深さ 50 軒内外迄の地殻表層部の構造に依存するだらうと期待される。事実、 ΔT_{obs} の分布 (第 2 図) と ΔT_{cal} の分布 (第 3 図) を比較すると、定性的によく一致している。そこで更に各観測所についての両者の値を散布図に示したのが第 4 図である。これによると点は観測上の誤差の範囲と考えられる、ほぼ 1 秒の幅をもつて直線的に分布している。と言えよう。即ち深い地震の走時偏倚は定量的にもその大部分が表層構造によつて生じたものであると言え、逆に言えば筆者の表層構造が大勢に於いて妥当なものであることを裏書きしている。

然しながら、第 4 図の回帰直線は必しも $\Delta T_{obs} = \Delta T_{cal}$ ではなくて、 $|\Delta T_{obs}|$ の大きい所では $|\Delta T_{cal}|$ の略 2 倍に近い値をも示している。この事実を説明するためには、いくつか

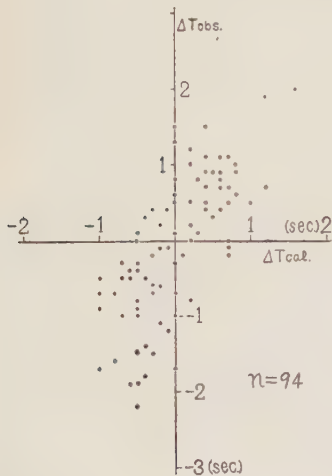


Fig. 4. The scatter diagram for the values of observed and calculated deviations.

の新しい考えを導入することができるが、最も勞せずして目的を達するものは、50 軒以深の更に深い地殻に表層構造と同じ傾向をもつた横の不均一を考えることである。この考えを更に支持するものは、第 1 表中の震央の位置別の平均値の符号が必しも全体の平均値と一致しないことである。勿論これら小平均値のあるものはその資料数が少ないので信頼度に欠ける場合もあるが、各小平均値によつて広範囲の地域 (例えば、中国地方とか東北地方西半部など) が一致して偏差の正負を交換する事実は、更に深い地殻の不均一を意味しよう。これを追究し明確にするには、更に将来の資料の蓄積を待つより外、手はないと思われる。

結び。ここに筆者の述べるところを要約すれば、深い地震

の各観測所に於ける走時偏差を示したこと。この偏差は筆者の走層構造で定量的にも大部分が説明されること。附加的に、更に深いところの地殻の水平構造が求められるべきだという問題が提示されることである。

恩師佐々憲三博士の御指導と、坪井、河角博士はじめ多くの方々から与えられた御批判に厚く感謝致します。尙本稿は 1954 年春の地震学会講演会において述べたものである。

文 献

- 1) 本多, 驗震時報 (1932) 5
- 2) K. Wadati, Shallow and Deep Earthquakes. Geophy. May. Vol. 4, No. 4
- 3) I. Tamaki, The Crustal Structure of Japan derived from Observed Travel Time Curves of Shallow Earthquakes. Zisin. Ser. II. Vol. 7, No. 1.
- 4) I. Tamaki, Ditto (2nd paper) Zisin. Ser. II. Vol. 7, No. 4
- 5) 大規模な地震の規模表. 中央气象台
- 6) K. Wadati, K. Sagisaka, and K. Masuda, On the Travel Time of Earthquake Waves. Geophy. May, Vol. 7, 1933

寄 書

石本一飯田の統計式における
最大振幅指数の推計的
計算例 (II)

京都大学理学部 地球物理学教室 神 村 三 郎

(昭和 30 年 3 月 2 日受理)

Some Stochastic Results of the Maximum
Amplitude Index in the Ishimoto-Iida's
Statistical Formula (II)
Saburo KOMURA

筆者は先に記録上の最大振幅の常用対数が正規分布することを仮定し、母平均値 \bar{x} 、母標準偏差 σ さえ適当に定めるならば、石本一飯田の統計形式が成立し、更に例えば母集団における指数値 $m=1.9$ が否定されないことを報告⁽¹⁾した。

同様のことは最大振幅 x の頻度が指数分布、乃至 Γ 分布することを仮定しても得られる。

(i) 最大振幅 x に関し、その頻度が指数分布することを仮定するとき、確率密度函数 $f(x)=e^{-x}$ の時の分布函数 $F(x)=\int_0^x f(x)dx=1-e^{-x}$ によつて、その理論頻度を計算すると第 1 表が得られる。(但し全数を 1000 とする)。又

(ii) 最大振幅 x に関し、 Γ 分布することを仮定した場合、その分布函数 $F(x)$

$$F(x)=\int_0^x \frac{\alpha^\lambda}{\Gamma(\lambda)} x^{\lambda-1} e^{-\alpha x} dx$$

において、 $\alpha=\lambda=2$ とした場合の理論頻度は第 2 表

の如く計算される。(但し全数 10000 とする)。

第 1 表

最大振幅 級間隔 $x_{i-1} \sim x_i$	階 級 値 $x = \frac{x_{i-1} + x_i}{2}$	理論頻度 n_i
0.0~0.8	0.4	551
0.8~1.6	1.2	247
1.6~2.4	2.0	111
2.4~3.2	2.8	50
3.2~4.0	3.6	23
4.0~4.8	4.4	10
4.8~5.6	5.2	4
5.6~6.4	6.0	2
6.4~7.2	6.8	1

第 2 表

最大振幅 級間隔 $x_{i-1} \sim x_i$	階 級 値 $x = \frac{x_{i-1} + x_i}{2}$	理論頻度 n_i
0.0~0.5	0.25	2642
0.5~0.1	0.75	3299
0.1~1.5	1.25	2067
1.5~2.0	1.75	1076
2.0~2.5	2.25	512
2.5~3.0	2.75	230
3.0~3.5	3.25	101
3.5~4.0	3.75	43
4.0~4.5	4.25	18
4.5~5.0	4.75	7

扱て、以上両者ともその頻度分布が夫々石本一飯田の統計形式⁽²⁾を満足するであらうかそれがためには $-\log_{10} x = X$ に対する $\log_{10} n = Y$ の回帰の直線性を検定すればよい。所要の統計量を計算すると第 3 表が得られる。

第 3 表

分 布	自 由 度 $n_1=2, \quad n_2=5$	F	$F_{0.05}$	$F_{0.01}$	有 意
(i) 指数分布		5.75 <	5.79,	13.27	でない
(ii) ガンマ分布	$n_1=6, \quad n_2=2$	1.55 <	19.33,	99.34	"

即ち何れも回帰の直線性は否定されない(危険率 5, 1 各 %)。

次に第 1, 2 表から最小自乗法によつて X に対する Y の一次回帰係数、即ち最大振幅指数 m を

計算すると、夫々 (i) $m=2.24$ (ii) $m=1.83$ となる。これらは何れも一個の標本値に過ぎない。これを用いて、母集団における指数値 $m=1.9^{(3)}$ を仮定した場合を検定してみよう。必要な統計量 t の

値は第 4 表の如く算出され、母集団において $m=1.9$ の仮定を否定することは出来ない (危険率 5, 1 各 %).

第 4 表

分 布	自 由 度	m の分散 S_m^2	$t = \frac{[1.90-m]}{S_m}$	$t_{0.05}$	$t_{0.01}$	有 意
(i)	8	0.725857	0.399 <	2.306	3.355	で な い
(ii)	9	0.229625	0.146 <	2.262	3.250	"

かくて、震源⁽⁴⁾⁽⁶⁾又は記録上の最大振幅に関し、その頻度が指数分布、又はガンマ分布することを仮定しても、母集団に関し、石本-飯田の統計形式の成立、並に指数値 $m=1.9$ を否定出来ない分布が得られる。

終りに、本一連の研究に、終始御懇篤なる御指導と御鞭撻を賜った思師佐々憲三教授に厚く感謝致します。

文 献

- (1) S. Komura: Zisin Ser. II. 7 (1954) p. 194
- (2) M. Ishimoto and K. Iida: Bull. Earthq. Res. Inst., 17 (1939)
- (3) T. Asada, Z. Suzuki, and Y. Tomoda: Bull. Earthq. Res. Inst., 29 (1951)
- (4) T. Matsuzawa: Bull. Earthq. Res. Inst., 19 (1941)
- (5) Z. Suzuki: Sci. Rep. Tohoku Univ., 5 (1953)

自動的に自己相関計数を 計算するリレー計算器

東京大学理学部 地球物理教室 安 芸 敬 一

(昭和 30 年 5 月 20 日受理)

Relay Computer for Correlogram Analysis

Keiiti AKI

§ 1. 緒 言

$y(t)$ を平均値 0, 分散 1 の定常時系列とすると、

自己相関係数 $\rho(\tau)$ は次の式で与えられる。

$$(1) \dots \rho(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T y(t) \cdot y(t+\tau) dt$$

これを正確に計算する代りに、 $y(t)$ の符号の系列について先づ自己相関係数をつくり、それから $\rho(\tau)$ を推定する方法が友田⁽¹⁾ によつて報告されている。それに依れば、

$$(2) \dots r(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \text{sign}\{y(t)\} \cdot \text{sign}\{y(t+\tau)\} dt$$

而して、 $y(t)$ が正規分布をするとして、

$$\rho(\tau) = \sin \frac{\pi}{2} r(\tau)$$

此の論文でのべる計算器は、此の方法に基いて、 $\rho(\tau)$ を計算する。では、どの程度標本の数が大きければ、この方法によつて、満足すべき結果が得られるであらうか。平均値 0 の正規分布をする 2 つの統計量の間の相関係数を ρ とすると、1 回の施行で、2 つが同符号である確率は、

$$(3) \dots \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}}$$

であつて、 N 回の独立施行で、 r 回以上符号が同じである確率は、

$$(4) \dots \sum_{i=0}^r {}^N C_i p^{N-i} \cdot q^i$$

$$\text{但し} \begin{cases} p = \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} \\ q = 1-p \end{cases}$$

により計算できる。(2) 式の $r(\tau)$ は $(r-N/2)/(N/2)$ として評価されるから、その値の信頼限界を (4) 式

によつて求めることができる。それを当つて見ると、(1)式による計算を 50 個の標本について行つて推定した場合の相関係数の信頼限界と (2)式による計算を 100 個の標本について行つて推定した場合のそれとが大体同じになる。

(2)式による計算を、計算器に自動的に行わせる場合必要な演算要素は次の如きものになる。

a. 読取：原記録から符号が読取られ、リレー p に on, off の信号が与えられる。

b. 遅延回路：単位時間毎に読みとられる信号を、単位時間づつ遅らして記憶する。例えば A_n というリレーには、 n 単位時間前の信号が常に存在していなければならない。

c. 乗算及び加算回路：ある時刻における原記録の信号と、その時刻より n 単位時間前の信号とを乗算して、その結果を次々に加算する。例えば R

にある信号と A_n に在る信号を掛けて各時刻で次々に加えると、(2)式により n 単位時間に対応する自己相関係数 $r(n\Delta t)$ が計算される。

d. 結果の表示

§2. 構成

個々の演算要素について具体的に説明する。

a. 読取

写真に示されているように、回転速度を 3 段階に変えられるドラムがあり、それに地震記象が巻かれている。Cross-wire を振動記録の零線にあわせ、振動曲線が cross-wire の交点を負から正に移り乍ら通過するとき電鍵を押し、正から負に移り乍ら通過するとき電鍵を放す。これによつて電鍵に結合したリレー p は、振動曲線が正のとき閉じ、負のとき開いていることになる。



リレー
(合計 38 個)

度数計
(合計 11 個)

電源

ドラムの
回転速度
を 3 段階
変える

計算動作を
制御する
リレー

読みとり

地震記象紙

信号を入れる
電鍵

b. 遅延回路

遅延回路及び乗算加算回路における演算を制御するために、1, $\bar{1}$, 2, $\bar{2}$ の 4 個のリレーから成る歩進回路があり、それらは、Fig. 1 の如き動作時間

表にしたがつて働く。但し Δt は外部から任意に与えられる。更にこれら 4 個を組合せて、Fig. 2 の如き動作時間表をもつ接点の組合せが得られる。図において実線はその時刻に、回路が閉じていること

を表わし、空白は開いていることを表わす。例えば $-1-\sim\bar{1}-$ とは、リレー 1 が閉じており、且つ同時に $\bar{1}$ が開いている状態のときにのみ閉じる回路である。 ~ 1 は 1 の逆動作をあらわす。

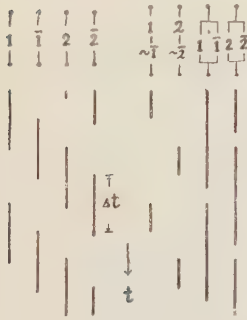


Fig. 1

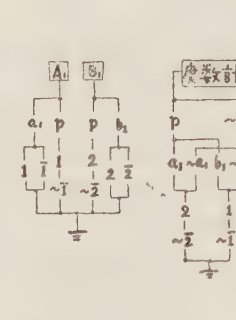


Fig. 2

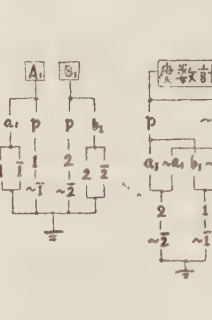


Fig. 3

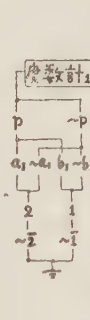


Fig. 4

Fig. 1. Time of "make" of the above contacts
 Fig. 2. Time of "make" of the above contacts
 Fig. 3. Delay Circuit
 Fig. 4. Circuit for multiplication & addition

遅延回路の 1 単位を Fig. 3 に示す。 $-1-\sim\bar{1}-$ が閉じている時刻にリレー p が on (閉) <off (開)> であるとする、リレー A_1 が on <off> になり、その状態が $-\bar{1}-$ が閉じている間だけ A_1 に保存される。これにより、1 単位時間 Δt だけ遅延される。 $-2-\sim\bar{2}-$ が閉じる時刻の信号は、 B_1 に保存される。 p を A_1 でおきかえ、 A_1 を B_2 でおきかえ、更に 2 単位時間遅れた信号が B_2 に保存され、同様のものを A, B 各 n 個つなげると n 単位時間遅延させることができる。

c. 乗算及び加算回路。

乗算は、次の 4 種類に限られる。

$$\begin{aligned} \text{on}(+1) \times \text{on}(+1) &= \text{on}(+1) \\ \text{on}(+1) \times \text{off}(-1) &= \text{off}(-1) \\ \text{off}(-1) \times \text{on}(+1) &= \text{off}(-1) \\ \text{off}(-1) \times \text{off}(-1) &= \text{on}(+1) \end{aligned}$$

加算は度数計で on の場合の数だけ加える。演算の総数が終わっていれば off の数は求められる。以上の回路を Fig. 4 に示す。 $-2-\sim\bar{2}-$ という時刻には、それより Δt 時間前に A_2 に入れられて、そのまま保存されている信号と p に在る信号との掛

算が行われ、即ち両者が同じ信号なら、度数計が 1 回算えることになっている。 $-1-\sim\bar{1}-$ という時刻には p と B_1 との掛算が行われる。結局、度数計₁ は常に 1 単位時間ずれたもの同志の符號を較べて、両者が同じ場合の数を算えることになる。2 単位時間ずれたものは、 \bar{p} と B_2 、 p と A_2 の掛算とその結果を度数計₂ に加えることで計算され、counter を n 個並べれば、 $r(\Delta t)$, $r(2\Delta t)$, \dots , $r(n\Delta t)$ まで計算することができる。

d. 結果は度数計に表示される。

§ 3. 性 能

本計算器は、富士通信機製造株式会社に製作を依頼し、同社開発課によつて昭和 30 年 1 月完成された。現在地震波動の解析に用いているが、input 操作が極めて簡単であること、 $\Delta t = \frac{1}{2}$ sec. にとつているので sample size N ならば $N/2$ 秒で計算すること、同時に 10 単位時間の自己相関係数を計算すること、きわめて安価であること等の特徴をもっている。

本計算器の設計に当つて多大の御教示を頂いた富士通信機製造株式会社池田敏雄氏、終始激励と御指導を頂いた坪井先生に深く感謝する。

地 震 時 報

1954 年 11 月～1955 年 3 月の顯著地震

12 月 8 日 本州南方沖の深発地震

12 月 8 日 17 時 39 分 24 秒ころ、 32.3°N , 138.1°E , に地震が起つた。震源の深さは約 320 km で、東京だけで有感、震度 I, 有感距離 350 km であった。

1 月 14 日 八丈島南西沖の深発地震

1 月 14 日 00 時 48 分 51 秒ころ、 32.0°N , 138.0°E , に地震が起つた。震源の深さは約 320 km で、栃木県の一部で有感、震度 I, 最大有感距離は宇都宮管内今市まで 520 km であった。

1 月 17 日 千葉県中部の地震

1 月 17 日 11 時 21 分 49 秒ころ、 35.5°N , 140.4°E , に地震が起つた。震源の深さは約 80 km で、関東地方の全般、東北地方の一部、および八丈島で有感、最大震度 IV, 最大有感距離は仙台管内

古川まで 340 km, 規模 M (C) であった。

2 月 2 日 浦河南西沖の地震

2 月 2 日 04 時 16 分 12 秒ころ, 41.9°N, 142.6°E, に地震が起つた。震源の深さは約 60 km で, 北海道地方南部, 東北地方北部で有感, 最大震度 III, 最大有感距離は仙合管内若柳まで 370 km, 規模 M (C) であった。

2 月 28 日 御前崎南方沖の深発地震

2 月 28 日 04 時 21 分 16 秒ころ, 33.2°N, 138.3°E, に地震が起つた。震源の深さは約 320 km で, 東京だけで有感, 震度 I, 有感距離 310 km であった。

3 月 28 日 屋久島南々西沖の地震

3 月 28 日 18 時 12 分 20 秒ころ, 29.4°N, 130.1°E, に地震が起つた。震源の深さは約 60 km で, 琉球列島北部と宮崎で有感, 最大震度 IV, 最大有感距離は宮崎まで 310 km, 規模 M (C) であった。

学 会 記 事

○委員会 1955 年 1 月 22 日 於震研会議室

出席者 佐々委員長・浅田・笠原・金井・高橋・松沢・松本・(内田)

1. 学会連合結成準備会 (1 月 17 日) の報告 (笠原)

(1) 1 月 13 日幹事会で結論された拒否権の項の明記の件。準備会としては直ちに規約を明文化することなく過日取決めた要項を内規として発足し今後一年間に規約案を練ることになった。これに対し本会としては「連合の運営に関する諸事項の決定は構成各学会の同意の下に行はれるものとする」と云う前提を条件にして連合を参加することは決定した。

(2) 委員改選まで漸定的に表委員を連絡幹事に推薦することに決定。

(3) 初年度当番学会として, 本会としては会員数の多い学会が適当と考えるむね通知することにした。

2. 春季学会の件。地球物理関係の各学会との関係を考慮して 5 月上旬に行うこと。

シンポジウムは鈴木次郎氏に「走時曲線」につい

ての講演を依頼することになった。なほ高橋龍太郎氏に「津波」に関する講演を依頼する案も出たがこれは今年度春季には間にあわず将来の機会をまつことにした。

3. 地震学会委員改選は前回と同様の形式に依って行うこと。

○定例幹事会 1955 年 2 月 27 日 於震研会議室
出席者 佐々委員長・安芸・宇佐美・表・笠原・佐藤 (良)・松本・村内。

1. 「地震」の発行についての編集・会計両幹事の意見の調整方法について, 会計面の運営を合理化する様委員会に申入れることとした。

2. 「地震」の寄贈に関する中国科学院よりの希望に対し, 先方の地震学関係印刷物との交換希望をそえてバックナンバー揃を発送すること。

3. 春季学術講演会は 5 月 9, 10, 11 日東大理学部二號館講堂で開催。シンポジウムは「走時曲線」に関して鈴木次郎氏に依頼のこと。

4. 1956 年 3 月 19 日震研会議室で新委員による委員会を開き委員長選出を行う。これに関する通知は 3 月 1 日に行われる開票結果報告とともに新委員に発送のこと。

5. 本会々員清水治氏は同氏所有の敷地及建物 (愛知県所在) を適当地震学研究機関に寄贈する斡旋を本会に依頼して来たので, 本会としては直ちに具体的な処置をとらず, 委員長の今後の折衝をまつて善処することとした。

○委員会 1955 年 3 月 19 日 於震研会議室

出席者 安芸・浅田・井上・宇佐美・笠原・佐々・末広・鈴木・竹内・田治米・坪井・田・西村・広野・村内・(内田)

1. 委員長選出。総票数 16, 松沢武雄 6, 本多弘吉 4, 鈴木次郎 4, 井上宇胤 2, 上の結果により新委員長は松沢委員があたることになり同委員も受諾した。

2. 下記の委員が委員長より幹事として委嘱されたが, その際 1) 一般会員より幹事は委嘱しない。2) 庶務・会計・編集の各係には前期幹事を据置く。3) 地区委員の意味を含めて幹事を委嘱する。と云ふ原則のもとに人選されることになった。

庶務 浅田・笠原・佐久間・島津・鈴木・田・村

内・吉川

会計 浅野・井上・宇佐美・佐久間・島津・末広
・高木・細山

編集 安芸・宇佐美・佐久間・島津・鈴木・竹内
・三木

会計監査 飯田・田治米

編集委員 飯田・井上・河角・佐々・坪井・本多
・松沢・吉山・和達各委員及び編集
会計・庶務係幹事の代表各 1 名

3. 3 月 26 日 理学部一號館会議室にて新旧合同幹事会を開くこと。

4. 地球物理学連合準備会より再度依頼を受けたため、初年度当番学会は本会で引受けることに決定。尚連絡幹事としては広野・村内両委員が委嘱された。

5. 爆破グループを朝日科学奨励金受賞候補として本会より推薦すること、審議の上決定。

6. 鈴木委員よりの申出により、今後シンポジウムの題目講演者等については広く会員の討議にかけた上十分な時間的余裕を見て決定するよう委員会として申合せを行った。

○新旧合同幹事会 1955 年 3 月 26 日 理学部 1 號館会議室

出席者 松沢委員長・浅田・浅野・宇佐美・表・笠原・竹内・田・松本(内田)

1. 会計報告(宇佐美), 総会記事参照
2. 編集報告, 7 巻 4 號印刷中(佐藤)
3. 庶務報告。

(1) 本会会員顧問北沢五郎氏により 29 年度秋季学会懇親会費として 1 万円寄附を受けたが佐々委員長の意向により 30 年度春季学会懇親会費に当てることとなった。

(2) 佐久間氏を通し北大地球物理より本会の管理する震災予防調査会報告(和報, 欧文紀要)の譲渡方依頼を受けた。本会として在庫部数 5 以下のものは売却しないこととなつているが, その点考慮されて, 売価は 1 頁当たり現在価格に換算されたく, 譲渡方一切に用した人件費その他は本の価格に加算されたいとの申し出である。

(4) 京都における総会の際本会々則は不備であるため適当な機会に改善するよう申入れがなされた。

4. 主任幹事の選定 会計・宇佐美, 編集・安芸, 庶務・浅田, 尚庶務は更に仕事の内容により分担をきめた。

渉外

浅田

学会記事

幹事会, 委員会

浅田・田

文部省

笠原

普及・図書

村内

震災予防調査会報告の管理

笠原

学会連合事務

井上・広野

その他。

5. 学会連合連絡幹事の件 松沢委員長を通じ村内委員より同幹事辞任方の申し出があり幹事会はこれを承認, 後任として井上委員を推薦した。

6. 地震学会事務員の出勤日は月・水・金 10 時～4 時までとし事務所は従来通り地球物理教室と決めた。

7. 春季學術講演会の件 日時 5 月 9・10・11 日, 場所 東大理学部二號館大講堂(申込済)。プログラムは 4 月 4 日の幹事会で編成する。

8. 30 年度定例幹事会は毎月第 4 土曜日午後 1 時より行う。

○臨時幹事会 1955 年 4 月 4 日 於理学部 1 號館会議室。

出席者 松沢委員長・安芸・浅田・浅野・宇佐美・笠原・村内・(内田)

1. 春季學術講演会プログラム編成

(1) 村内幹事の申し出により 9 日午前の 1 部を火山学会と合同で行う。

(2) シンポジウム(題目「走時曲線」)講演者鈴木次郎氏の議長に飯田淑事氏を推薦依頼することとなった。

2. 講演要旨及シンポジウム資料の印刷, 学会々場用のプログラムは宇佐美幹事を通して气象台へ依頼することとなった。

3. 総会の件 総会で行う報告及審議事項; 審議事項…1) 30 年度予算, 2) 次回学会開催地の選定, 3) 次回シンポジウムの議題及講演者の選定。報告事項…会計, 庶務, 編集の各報告。

4. 会場準備(ビラ書及受付係の件, 記念撮影の交渉等)。笠原幹事がこれに当る。

5. 委員会の件、幹事会より委員会に提出する事項; 1) 会費値上に関する件、2) 地球物理学会連合連絡幹事の件 (前回幹事会に於て変更を行つた事態に対し井上委員より申入があつた。) 3) 上記の総会における議事承認の件、4) その他。

6. 会計報告 (宇佐美幹事), (総会記事参照)

○定例幹事会 1955 年 4 月 23 日 於理学部地球物理教室

出席者 松沢委員長・浅田・浅野・井上・宇佐美・竹内・村内・内田)

1. 懇親会々場の件 (村内), 10 日午後 6 時より場所新橋東生園 (支那料理), 会費 300 円 (他に北沢顧問より 1 万円寄附あり), 講演会々場より懇親会場への連絡はタクシー利用。

2. 学会連合連絡幹事会 (4 月 18 日) の報告 (井上), 現在学会が参加、1) 規約の明文化について、過日の準備会で取り決めた要項の主旨に従い次回合までに当番学会幹事が草案を準備することとなつた。2) 秋に“災害”についての総合講演会を行うと云う意見が出され次回の席上に各学会の構想を持ちより審議することゝなつた。

3. 朝日科学奨励金受賞推薦の件 (村内), 爆破グループの推薦については処定の書類の申請を終えた。

4. 村内幹事より日中友好協会懇談会 (4 月 19 日) に出席したむねの報告があつた。

5. 会員移動: 退会, 瀬野錦蔵 (京大); 入会, 黒柳準 (山形大), 栗原重利 (宇都宮産), 千秋鋭夫 (東大), 恒川純吉 (東大), 星野一男 (東大)。

6. 学術会議茅会長他の訪ソにあたり、1) ソ連より入手を希望する文献 2) 当方から送付し得る学術出版物、3) 現在交換して居る出版物、4) その他の連絡希望事項について地震分科を通し照会を受けた。夫々 1) 地震関係文献 2) 地震及 Journal of Physics of the Earth 3) ナシ 等の如く返事した。

7. 国際科学者連盟より“原子力の社会的意義に関する国際科学者会議日本準備会結成の訴え”を受けた。

8. 国際文化会館より邦語文献の外国語翻訳に関する調査事項を送付された。

9. 国際標準化機関より“マイクロコピイの透

明生地寸法”に関する照会があつた。

10. 雑誌印刷費減額の方法として考慮された件・調査の結果 (1) 活字を小さくすること部数をへらすことといづれも数パーセントにすぎないことが分つた。

11. 末広幹事の転任により富士銀行小切手の名義人を宇佐美幹事に変更した。

12. 学会連合への連絡幹事は井上委員は退りぞき、広野委員と庶務幹事が行うことになつた。

○委員会 1955 年 5 月 10 日 於震研会議室

出席者 松沢委員長・浅田・浅野・飯田・井上・宇佐美・小沢・笠原・鷲坂・佐久間・佐々・島津・末広・鈴木・竹内・田治米・田・坪井・西村・広野・細田・三木・吉川・吉山。

1. 庶務、会計、編集及び学会連合に関する報告等が行われた (総会記事参照)

2. 30 年度科学研究費審査員、畠山、佐々岡氏より同審査に協力すべき地震学関係の代表者一名の推薦方に関して地球物理学連合を通して本学会に申入れがあつた。このことに関し先づ挙手による採決の結果、佐々委員以外に、一人 (申入に従つて) 同審査会に代表を出すことが決定され、ついで筆記無記名投票の結果、松沢武雄氏を推薦することに決定した。

3. 会計状態の実情にかんがみ昭和 31 年度より普通及購読会費を夫々年 500 円に値上することを委員会案として 1955 年度総会に提出することを決定。

4. 次回学会開催地に関して、学会連合を中核として合同講演会を開くこと、又熊本で開催するならばお世話したいと云う中村 (太) 顧問の意見等に基づいて論議されたが、上記二案は現状では困難があるため委員会としては原案をつくらないことにした。又次回シンポジウムについても特別の意見なく総会へ託ることにした。

○1955 年度委員選挙

前年度と同様、30 名連記の方法で委員選挙が行われ 3 月 1 日に開票された。投票総数は 127 で内 1 は無効である。新委員名は表紙裏面に掲載してある。

○地球物理学研究連絡委地震分科委員候補者の決定のための選挙

12月6日の委員会で決定した方法によつて地震分科委員候補者の選挙が行われた。投票は10名連記(無記名)で行われた、有権者は本会会員の内1954年12月26日までに投票の意思あることを選挙管理委員会に届出た者である。結果は下の通りである。

1. 投票者総数 158 人

2. 投票総数 1511 票 (内無効 1 票)

3. 順位及得票数

1. 表俊一郎	82
2. 和達清夫	78
3. 佐々憲三	76
4. 鈴木次郎	73
5. 松沢武雄	72
6. 田治米鏡二	69
7. 萩原尊礼	63
8. 末広重二	59
9. 宮村摂三	59
10. 本多弘吉	56
11. 三木晴男	52
12. 河角広	52
13. 浅田敏	51
14. 吉山良一	51
15. 井上宇胤	48
16. 坪井忠二	48
17. 広野卓蔵	41
18. 竹内均	39
19. 高橋龍太郎	37
20. 笠原慶一	33

以下略

分科の定員は10名であるが補欠の意味をもつて以上の内上位13名が順位をつけて推薦された。

選挙管理委員は、表俊一郎、末広重二、浅田敏、笠原慶一、松本利松である。

(T.A.)

日本地球物理学連合

○結成準備会

昭和29年11月19日に地球物理関係諸学会の代表の人々が集まり連合をつくる件につき相談した

結果、大体後述の規約案に書かれているような主旨でこの連合をつくろうと云うこととなつた。そこで正式の発足を2月末と予定して、結成準備会を設け世話は研連委幹事が行うこととなつた。同12月15日に第1回、昭和30年1月17日に第2回準備会が開かれ要項の検討が為された。

○結成懇親会

愈々3月18日には科学博物館に於て連合の結成懇親会が開かれた。同会には、地震学会10名、気象学会11名、電磁気学会9名、測地学会8名、海洋学会7名、火山学会3名、物理探鉱技術協会2名、陸水学会2名、日本農業気象学会2名、土木学会1名、日本雪氷協会1名、計56名の多数が出席し盛会であつた。結成準備会経過報告、加盟各学会代表挨拶、各学会連絡幹事紹介、有志挨拶が行はれ連合が発足した。加盟学会及び30年度連絡幹事は下記の通りである。

日本測地学会	坪川家恒
地震学会	広野卓蔵
日本気象学会	高橋浩一郎
日本海洋学会	吉田耕造
日本農業気象学会	小沢行雄
海洋気象学会	海洋学会幹事
陸水学会	上野益三
土木学会水利研究会	本間仁
日本地球電磁気学会	力武常次
火山物理研究会	村内必典
物理探鉱技術協会	杉山友紀
日本雪氷協会	岡上正夫

○連絡幹事会其他

1. 第1回連絡幹事会 昭和30年4月18日、於地震研究所会議室。

(1) 連絡事務所を東大地震研究所とする案が出され、内部の連絡は当番学会幹事が行い今年度は地震学会が行うこととなつた。

(2) 連絡幹事会は年2回定期に開催し必要の場合は臨時会合を開くことにした。

(3) 会計は当番学会が行う。

2. 文部省昭和30年度科学研究費等審査会について。

科学研究費等分科審議会委員(佐々・畠山)より5月

2 日付書類にて各分科より 1 名代表者を選んで研究費配分の仕事を援助して欲しいとの申入れがあつたので各学会に連絡した。

3. 第 2 回連絡幹事会 昭和 30 年 5 月 16 日 於地震研究所会議室。

以前より規約の成文化が問題となつていたので広野幹事より本連合結成の主旨を骨子とした規約草案が提出され審議した結果下記の如き規約案が出来た。本規約案は加盟各学会が批准した時規約として成立することに申し合せた。

○日本地球物理学連合規約案

1. (組織) 本連合は日本に於ける地球物理学関係学会の連合体である。
 2. (目的) 本連合は関係学会及び各機関との連絡、協調及び各学会々員間の親睦をはかることを目的とする。
 3. (会計) 構成学会の分担金は年 1,000 円とする。
 4. (事務) a) 連絡の事務は当番学会が行う。
b) 当番学会の任期は 1 年とし参加学会が順次これに当る。更迭期を 3 月末とする。
c) 本連合の事務連絡先は当番学会幹事とし、代表事務所は東大地震研究所気付とする。
 5. (事業) a) 本連合は春秋 2 回定期連絡会を開くほか随時に臨時連絡会を開くことが出来る。
b) 連絡会の構成員は原則として参加学会の連絡幹事 1 名及び当番学会 2 名より成る。但し臨時連絡会は議題に関係する学会のみにて開くことが出来る。
議事内容は後日、他の学会にて報告される。
c) 連絡会の主な議題は次の如きものである。講演会等の合同開催、研究費審査委員、学士院会員候補者、各種栄誉賞受賞候補者等の推薦の連絡、その他。
- (附) 本会の運営に当り加盟各学会の自主性は充分に尊重されるものとする。(N.D.)

第 15 回学術講演会および総会

1955 年 5 月 9 日より 3 日間東京大学理学部 2 号館講堂において、第 15 回学術講演会総会が開かれた。講演申込も多く内容も多様でありきわめて盛会であつた。10 日 14 時よりシンポジウムに於て

鈴木次郎会員の「走時解析について」の講演が行われ、特に注目をあつめた。懇親会は村内幹事の世話によつて盛大に行われた。北沢顧問より金 10,000 円 懇親会の費用として御寄付いただいた。

学術講演会の題目は下の通りである。

学術講演題目

5 月 9 日 (月) 0 時 30 分~12 時

- 1 火山性微動のスペクトラム (15 分)
北大理 佐久間修三
- 2 諏訪之瀬火山に於ける地震観測 (続報) (15 分)
科博 村内必典・浅沼俊夫
- 3 昭和新山に於ける地震探査 (その 2) (20 分)
地質調 早川正己・森 喜義 外
- 4 浅間山火口附近に発生する微小地震 (15 分)
震研 水上武・平賀士郎・茂木清夫
- 5 落盤による歪の観測 (15 分)
京大防災研 高田理夫
- 6 地中にある線状震源よりおこる弾性波 (15 分)
東大理 竹内均、中大工 小林直太
- 7 表面地形によつて誘発される弾性波 (II)
(三次元の場合) (15 分) 東大理 佐藤良輔
- 8 化学平衡の条件から推定される地球内部の化学的構造とその物理的性質 (15 分)
名大理 島津康男

13 時~17 時

- 9 象限型及び円錐型力源による半無限弾性体の表面の変形及び運動について (10 分)
東大理 山川宜男
- 10 海底地震による海面の運動 (10 分)
東北大理 本多弘吉・中村公平
- 11a 二重表面層のある場合の M_2 波
b Minimum Group Velocity で伝つてきた Rayleigh 波 (10 分)
松代地震観 長宗留男
- 12 地球内部における密度・圧力・温度の分布・物性論の立場から (I) (15 分)
京大理 三木晴男
- 13 地球自転の Irregularities と地球磁場の Westward Drift とについて (10 分)
* 東大理 竹内均
Univ. of Utah W.M. Elsasser.

- 14 水平振動する機械基礎地周辺地盤の振動について (15 分) 阪大工 鳥海 勲
- 15 衝撃性地動の人体感覚 (5 分) 震研 岸上冬彦
- 16 爆破点近傍の破壊機構について (II) (5 分) 京大理 吉川宗治
- 17 小発破の際に生じた地震波群の性質 (20 分) 秋田大 田治米鏡二
- 18 爆破による Stoneley 波の観測 (15 分) 京大理 久保寺 章
- 19 S 波発生の二、三の工夫 (15 分) 科博 村内必典
- 20 媒質内部の波動源による弾性波の発生 (15 分) 震研 笠原麗一
- 5 月 10 日 (火) 9 時 30 分～12 時
- 21 津波地に震つて (15 分) 名大理 飯田汲事
- 22 名古屋地方における重力異常 (10 分) 名大理 飯田汲事・和田卓彦
地質調 松田武雄
- 23 再び山頂の重力からみた富士山の平均密度 (15 分) 京大 熊谷直一・阿部悦夫
- 24 地殻の歪の変化の異常について (10 分) 京大防災研 小沢泉夫
- 25 地震はどういうところに起るか (15 分) 東大理 坪井忠二・早津昭男・恒川純吉
- 26 地震の最大振幅が距離に対して減衰する割合 (15 分) 東大理 早津昭男
- 27 日本における地震波初動の走時異常 (15 分) 東大理 はせばてつや
- 13 時～14 時
- 28 日本の表層構造と S 波の走時 (20 分) 大阪工大 玉城逸夫
- 29 近地地震における V_p/V_s の比について (15 分) 九大理 吉山良一
- 30 深発地震の記象よりみた各地の振動特性 (15 分) 中央气象台 藤本文彦
- 31 小型電気地震計の倍率測定結果 (15 分) 八幡製鉄 中村 清
- 32 相関係数計算器の試作 (15 分) 東大理 坪井 忠二・友田 好文
東 芝 友野 史生
- 33 二本吊重力振子について (20 分) 東大理 坪井忠二・友田好文
- 34 自動的に自己相関係数を計算するリレー式計算器 (10 分) 東大理 安芸 敬一
- 35 地中地震計の試作 (第二報) (15 分) 震研 河角 広・島 悦三・柴野睦郎
- 36 Zisin no Aima no Zikan ni tuite no Tôkei to Yosin no Herikata (15 m) Matuzawa-Takeo (Tôkyô-Daigaku)
- 37 地震波動のコレログラム解析 (15 分) 東大理 安芸 敬一
- 38 通信理論の振動学的应用 (その二) (10 分) 震研 河角 広
- 39 レスポンスアナライザーによる地震動の研究 其ノ一 横浜市内三ヶ所の地震動の比較 (10 分) 震研 高橋龍太郎・相田 勇
- 40 レスポンスアナライザーによる地震動の研究 其ノ二 十勝沖地震の記録の解析 (5 分) 震研 高橋龍太郎・相田 勇
- 13 時～17 時
- 41 粘土の降伏値及び粘性係数の測定について (15 分) 京大防災研 山口 真一
- 42 岩石の変形に関する実験的研究 (序報) (10 分) 名大理 飯田 汲事
- 43 岩石の破壊に関する 2, 3 の問題 (15 分) 京大防災研 松島 昭吾
- 44 応力の岩石と弾性一特に破壊領域を中心として (15 分) 震研 下鶴 大輔
- 45 超音波による弾性波伝播の模型実験 (予報) (10 分) 東北大理 加藤愛雄・高木章雄
- 46 地盤と震度 (10 分) 震研 河角 広・浅野 都
- 47 地盤の特性と土木建築 (15 分) 震研 地盤研究会
- 48 周期的加力による地盤振動に対する一つの解釈 (10 分) 震研 金井 清
- 49 建物のロッキングの測定 (15 分) 震研 地盤研究会
- 総 会
1. 庶務幹事報告 普通会員数 365 人、賛助会

員数 13 人, 1955 年 3 月現在.

2. 会計及予算

29 年度の会計は下の如く報告された.

収入	繰越	171,375 円	
	会費	272,200 円	
	文部省補助 (出版)	100,000 円	
	講読会会員費	44,375 円	
	利子	1,585 円	総計 589,895 円
支出	人件費	43,400 円	
	印刷費	413,635 円	
	雑費	42,678 円	総計 499,713 円
			残額 90,182 円

2. 30 年度予算案が提出され承認された.

3. 学会連合に関する報告 (別項参照)

4. 秋期学会開催地及シンポジウム題目; 学会は仙台又は名古屋で開催することとし, 後者は委員会に一任された.

5. 31 年度より, 会費を ¥500 に値上する案が委員会より提案された. この提案に対し宮村会員より会費値上の件は, 秋期総会で審議すべき旨動議が提出されたが小数をもつて否決され委員会原案は過半数をもつて可決された. (T.A.)

地震分科の其後の活動

○ 昭和 30 年 1 月 18 日, 先に地震学会に依頼した地震分科第 3 期委員候補者の選挙の結果が判明した由佐々地震学会委員長から地震分科主任に報告 (別記) があつたのでその結果を直ちに坪井地物研連委員長に報告した.

○ 3 月 18 日, 第 2 期 (1952-1955) 地球物理学研究連絡委員会の最後の総会が日本学術会議講堂でひらかれ委員長及び各分科主任から 3 年間の経過報告並びに委員長から IUGG ローマ総会の報告が行はれた. 次いで地震分科の委員数の変更についての検討を次期委員長に申しおくること, その他 2, 3 の事項を申し送り事項とすることをきめた.

○ 3 月 19 日, 地物研連委第 3 期第 1 回総会が日本学術会議講堂でひらかれた. 選挙により坪井忠二委員が新委員長に三選された. 次で委員長指名により副委員長和達清夫委員, 幹事力武常次委員とき

まつた. つづいて各分科において主任幹事をきめた. 地震分科においては主任和達委員, 幹事表委員ときまつた. 従来地物研連委の各分科においては兼属の委員がかなり多数であつたが本期には兼属となる委員は, 2 つ以上の分科において選出された委員に限ることとなつたので地震分科には兼属の委員は無いこととなつた. 申し送り事項となつている地震分科定数増加の件については, 地物研連委主任幹事会において考へることとなつた.

○ 4 月 1 日附で坪井委員長より, 茅学術会議会長がソ連を訪問するのでこれを機会に地震に関する学術上の出版物の交換, 研究上の連絡等につき取組を希望するかと本分科に問合せがあつたので, 地震学会, 関係機関及び委員に問合せを發し回答を得たものをまとめて坪井委員長を通じ茅会長にソ連へのとりつぎ方を依頼した.

○ 昨年秋の IUGG ローマ総会で採択された決議等の議事録がおくられてきた. 本分科からも提案した大爆破の研究の推進に関する recommendation は次のようである.

The International Union of Geodesy and Geophysics

CONSIDERING the interest expressed as a consequence of the results on the basis of records of great artificial explosion, concerning the structure of the earth's crust,

RECOMMENDS that the governments of the countries in the Alpine zone aid in the organization of new systematic experiments using large explosive charges. The Commission Séismologique Européenne is in charge of the preparation of such experiments and the co-ordination of such investigations.

It is also desirable that similar studies should be carried out in other regions of the Earth, and especially in Japan.

The International Union of Geodesy and Geophysics asks the Governments concerned to contribute to this research.

○ 1957-8 年国際地球観測年が行はれるに際し, 昨年ローマで開催された CSAGI (国際地球観測年特別委員会) 総会において, 海洋観測, 氷河測量, 脈動及び地震観測及びロケットによる超高層観測の

4 項目が新たに追加されたので関係の分科においてこのことを審議されたいとの意味の書翰が、国際地球観測年研究連絡委員長谷川委員長から坪井委員長によせられたので地震分科としては国際地球観測年の脈動及び地震観測に参加したいとの希望を表明した。

このことに関し、国際地球観測年研連委からの要請に応じ本分科を代表する委員1名を上記研連委に送ることとなり松沢委員を選出した。

本分科としては次のような線で国際地球観測年の観測に参加することを希望している。

1. 国際地球観測年における遠地地震観測について。

国際地球観測年にあたり遠地地震の精密正確なる観測を行つて全世界の地震観測、特に南極における地震観測に協力することは極めて重要なことであると考えられるので、我が国内に約3点及び特にマーカス島において、遠震観測用の3成分高倍率地震計及び無線報時による刻時装置を装備して遠震観測が行われる

ことが必要である。

2. 国際地球観測年における脈動観測について。

国際地球観測年に際し、気象及び海洋観測が全世界にわたつて特別な計画の下に実施せられるのに呼応して脈動観測が国際的協力の下に実施せられることは脈動発生機構及び伝播経路の実体を解明する絶好の機会であり、同時に脈動観測の応用方面を開拓するに資するところが多大であると考えられる。従つて本分科として国際地球観測年に際し行われるべき脈動観測としては次の観測が実施されることが適当であると考ええる。

(a) 既存の地観震測網の中より適当な観測点を選抜してその観測を強化し脈動観測に特に必要な観測事業が行われること。

(b) 3点測方式による観測設備を整備した観測点を全国にわたつて5,6点設置して特に精密な脈動観測が行われること。(以上)

(1955. 6. 30 表俊一郎記)

昭和30年7月25日印刷
昭和30年7月30日発行

第2輯 第8巻 第1号

編輯発行
兼印刷者

東京大学理学部地球物理学教室内

地 震 学 会

代表者 松 沢 武 雄

東京都千代田区富士見町1の10

印 刷 所

株式会社 国際文献印刷社

笠 井 康 頼

発 行 所

東京大学理学部
地球物理学教室内

地 震 学 会

(振替東京11918番)

地震学会賛助会員（順不同）昭和29年3月1日現在

三井不動産株式会社
鹿島建設株式会社
大成建設株式会社
清水建設株式会社
竹中工務店
大林組
織本建築設計計算事務所
茂木建築設計計算事務所
三菱地所株式会社
保坂振動計器製作所
電力中央研究所
明石製作所
朝日生命保険相互会社
生命保険協会
日本損害保険協会
勝島計機製作所

東京都中央区日本橋室町2の1
東京都中央区槇町2の3
東京都中央区銀座3の4
東京都中央区室町2の1
（東京支店）千代田区大手町1の6
（東京支店）千代田区丸ノ内1の2
東京都中央区日本橋蛸殻町3の2
東京都文京区大塚町33
東京都千代田区丸ノ内2丁目2の211
東京都文京区小石川柳町22
東京都北多摩郡狛江町岩戸1229
東京都品川区東品川5の1
東京都千代田区丸ノ内1の1
東京都千代田区丸ノ内3の4
東京都千代田区神田淡路町2の9
東京都荒川区日暮里町2の17

「地震」投稿規定

1. 論説の投稿は、原則として、地震学会で講演済みのものに限る。
2. 論説の長さは、当分の間、なるべく刷上り10頁（400字詰原稿用紙20枚位）以内とする。
3. 原稿は400字詰原稿用紙に横書に認め、仮名は平仮名、なるべく新仮名づかいを用い、外国語は片仮名又は原語を用いること。
4. 原稿用紙各頁に字数を赤字で明記すること。
5. 論説原稿には必ず欧文題目と欧文要旨をつけること。
6. 句読点、. 等を明瞭に記入すること。
7. 地名、人名の読みにくいものには振仮名をつけること。
8. 数字は漢字を用いず、アラビア数字を用いること。
9. 数式、特に本文中の式は、なるべく1行以上を占領せざる形（例えば、 k/μ , $\sin \{(s\pi x/l) - (s\pi ct/l)\}$ の如く）に書くこと。
10. 挿図は黒インキにて明瞭に書き、刷上り寸法又は縮率を必ず記入すること。刷上り寸法横12cm 縦18cm 以上にならないように注意すること。図の中の文字は刷上り1mm 以下にならぬよう特に注意すること。原稿に赤字で図の挿入場所を指定すること。
11. 挿図、表等の説明には欧文を用いること。
12. 引用文献は最後に本文中の引用箇所の番号を附して記載すること。
13. 註は脚註とし、引用箇所の番号（註1の如く）附して別紙にしたためること。
14. 特殊な図版は（折込、色刷、アート等、用紙を含み）当分の間著者が費用を負担すること。
15. 別刷は100部を贈呈し、それ以上は著者の負担とする。
16. 初校以後の校正は、編輯係に一任のこと。
17. 寄書は刷上り2頁未満（400字詰原稿用紙約5枚）とし、欧文題目をつけること。寄書の図面は、刷上り横6cm、又は12cm にするように書くこと。

ZISIN

JOURNAL OF THE SEISMOLOGICAL SOCIETY OF JAPAN

Vol. 8, No. 1

SECOND SERIES

July 1955

ARTICLES

- On Lower Limit of the Magnitude of Earthquakes Accompanied
by AftershocksToshi ASADA.. 1
- The Reflection of Elastic Waves on Corrugated Surface....Ryosuke SATO.. 8
- Coupling-effect of the Galvanometer Connected Directly to the
Electrodynamic SeismometerKyoji TAZIME.. 23
- New Nomographs for Estimating EpicenterSadao MIYAMOTO.. 34
- Elastic Theory and Elastic Properties of the Earth's Interior.....
..... Michiyasu SHIMA.. 38
- On the Observation of Changes of the Earth-crust in the Time of
EarthquakesIzuo OZAWA.. 45
- The Anomalies of Incident Time of *P*-Waves of Deep Earthquakes
in JapanItuo TAMAKI.. 48

CORRESPONDENCES

- Some Stochastic Results of the Maximum Amplitude Index in the
Ishimoto-Iida's Statistical FormulaSaburo KOMURA.. 55
- Relay Computer for Correlogram AnalysisKeiiti AKI.. 56

SEISMOLOGICAL NOTES 58

Published
by
the Seismological Society of Japan,
c/o Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.